



Caractérisation d'un calorimètre hadronique semi-digital pour le futur collisionneur ILC

Robert Kieffer

► To cite this version:

Robert Kieffer. Caractérisation d'un calorimètre hadronique semi-digital pour le futur collisionneur ILC. Autre [cond-mat.other]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. Français. NNT : 2011LYO10187 . tel-00751999

HAL Id: tel-00751999

<https://theses.hal.science/tel-00751999>

Submitted on 14 Nov 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique Subatomique

(arrêté du 7 août 2006)

par

Robert KIEFFER

Caractérisation d'un calorimètre hadronique semi-digital pour le futur collisionneur ILC

Soutenue le 26 octobre 2011
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J.-C.	Brient	Rapporteur
	M.	P.	Colas	Rapporteur
	M.	I.	Laktineh	Directeur de thèse
	M.	G.	Grenier	co-Directeur de thèse
	M.	D.	Contardo	Examineur
	M.	F.	Sefkow	Examineur

Resumé

Le futur collisionneur électron-positon ILC est un projet d'envergure internationale. Il doit poursuivre le programme scientifique actuellement en cours auprès du Large Hadron Collider (LHC) lorsque celui-ci aura atteint les limites de sa sensibilité. Cet ambitieux projet d'accélérateur nécessitera également la mise en place de nouveaux concepts du point de vue de la détection. Afin d'optimiser la reconstruction des événements, une approche basée sur le suivit de particule (*Particle Flow*) a ainsi été adoptée.

Jusqu'à aujourd'hui, les calorimètres hadroniques ont souvent représenté le point faible des expériences de physique des hautes énergies auprès de collisionneurs. En effet, leur faible granularité dégrade fortement la résolution en énergie des jets reconstruits. Dans le cas de l'ILC, il est envisagé d'utiliser des calorimètres de forte granularité de manière à distinguer clairement chaque dépôt d'énergie. Il est ainsi possible d'améliorer la résolution en énergie globale de l'expérience en utilisant le détecteur le plus approprié pour caractériser chaque particule fille issue de la collision. Les membres de la collaboration CALICE sont en charge du développement de ces calorimètres ultra granulaires. Dans ce cadre, plusieurs projets de calorimètres sont à l'étude afin de s'assurer que la technologie finalement choisie soit optimale.

Durant ces trois dernières années, j'ai participé au développement de l'un de ces détecteurs : le calorimètre hadronique semi digital SDHCAL. Cet instrument utilise des chambres à plaques résistives de verre (RPC) en tant qu'élément sensible. Ce calorimètre à échantillonnage comporte 48 plans de détection successifs séparés par de l'acier. Il est segmenté latéralement en cellules de un centimètre carré, pour un total de 50 millions de canaux. La dissipation thermique de l'électronique de lecture embarquée est un facteur clef du projet. Afin d'atteindre une forte granularité tout en évitant d'utiliser un système de refroidissement actif, nous utilisons une électronique de lecture à seuils (semi-digitale) optimisée pour une faible consommation électrique. De plus un mécanisme d'alimentation pulsée a été implémenté dans les puces de lecture. Il utilise la structure en trains des faisceaux du collisionneur pour réduire d'un facteur 100 l'énergie consommée. Ce mécanisme a été mis en oeuvre récemment par notre équipe, prouvant la validité de ce scénario. Après deux années passés à développer nos chambres de détection RPCs, la mise au point de l'électronique de lecture ayant eut lieu en parallèle, nous avons été capables de produire nos premiers détecteurs de un mètre carré. J'ai ensuite été fortement impliqué dans la construction d'un prototype physique afin de prouver la validité de notre concept de calorimètre. Ce détecteur de un mètre cube contient plus de 400 000 canaux, et pèse presque 10 Tonnes. Durant les derniers mois de ma thèse j'ai contribué activement à la mise en fonctionnement de ce prototype auprès des lignes de faisceaux du CERN. Les premières gerbes hadroniques enregistrées durant cette période ont prouvé par leur qualité que le système fonctionne parfaitement sur le plan technologique.

La prochaine étape sera l'exploitation des données enregistrées récemment pour obtenir la résolution en énergie intrinsèque du SDHCAL. Dans quelques années, ce projet ainsi que les projet concurrents seront évalués par une commission en charge de sélectionner la meilleure option pour chaque sous détecteurs de l'ILC.

Characterisation of a semi digital hadronic calorimeter for the future linear collider ILC

The future electron-positron linear collider ILC is an international project aiming to follow and go forward the scientific program which is actually on-going at the Large Hadron Collider (LHC). Such a leptonic collider project implies also new concepts in particle detection to ensure a better event reconstruction : this can be achieved by using particle flow techniques.

Until now, hadronic calorimeters are the bottleneck of particle detectors concepts. They are usually poorly granular and they contribute strongly to degrade the energy resolution of the reconstructed jets. In the ILC case, we aim to build highly granular calorimeters to distinguish each energy deposit. This way we can improve the energy resolution by using the most suitable detector to perform energy measurement for each particle. The CALICE collaboration federates the highly granular calorimeters R&D activities in order to distinguish the best technology for the final detector concept.

I worked for the last three years on one of those projects : the SDHCAL, a semi digital hadronic calorimeter based on glass resistive plate chambers (GRPC). This 48 layer sampling calorimeter is segmented in cells of one square centimeter for a total of 50 millions channels. To ensure such a high granularity without using any active cooling, a special care has to be taken concerning the power dissipation. To decrease the embedded front end boards consumption, a multi threshold readout (semi digital) is being used instead of an analog one. Thanks to the power pulsing mechanism using the spill structure of the collider, we have recently proven the validity of this power management scenario. After two years of GRPC detector development going along with electronic readout implementation, we were able to produce one square meter detectors. I was then mainly involved in the construction of a physical prototype built as a proof of concept. This one cubic meter detector hosts more than 400 000 channels, and weight around 10 Tons. In the last few months of my thesis I was in charge of the commissioning of this prototype on CERN beam lines. The firsts pions showers recorded during this period proved that from the technical point of view the system is working as expected.

The next step will be the exploitation of the recorded data to obtain the intrinsic energy resolution of the SDHCAL. Finally in the next coming years, our project will be evaluated together with the concurrent prototypes by a committee of expert in charge of selecting the most suitable option among them. The main aspects under evaluation will be : the

energy resolution, the technical feasibility, and the production cost. All those aspects have been carefully taken under consideration designing the SDHCAL.

Remerciements

Pour commencer je tiens à remercier le professeur Imad Laktineh, qui m'a permis de réaliser cette thèse dans des conditions exceptionnelles. Il a su me faire confiance et me laisser prendre une grande part de responsabilité dans le développement de notre projet. Il m'a aussi donné la possibilité d'aller présenter régulièrement mon travail dans des conférences internationales. Par cette occasion, j'ai pu accéder à une culture scientifique exceptionnelle découvrant à chaque voyage les travaux les plus actuels du monde de la physique des particules.

Merci également à Gérard Grenier, mon co-directeur de thèse qui a été très disponible, m'aidant à organiser mes travaux de recherches au cours de réunions hebdomadaires. Il a également été d'excellent conseil concernant mon projet professionnel. Enfin et surtout, il m'a appris à programmer dans divers langages et à utiliser les moyens de calculs intensifs dédiés à la simulation avec une pédagogie des plus appréciables.

Je remercie également mes rapporteurs Jean Claude Brient et Paul Colas d'avoir accepté d'évaluer en détails l'ensemble de mes travaux de recherches. Les questions qu'ils ont soulevé dans leurs rapports m'ont donné l'occasion de pousser plus avant mes recherches afin d'y répondre, ce fut pour moi très enrichissant. Ce fut un grand honneur d'avoir pour président du jury Didier Contardo. J'ai également apprécié grandement la présence de Felix Sefkow en tant que membre de mon jury de thèse. Soulignons qu'il est l'un des porteurs du projet de Calorimètre Hadronique Analogique concurrent au nôtre (AHCAL). Il a cependant toujours été un plaisir d'échanger avec cet excellent physicien doté d'une personnalité remarquable.

Un grand merci à toutes les personnes avec qui j'ai eut beaucoup de plaisir à travailler, c'est à dire une grande partie du personnel de l'IPNL, les services : informatique, électronique, instrumentation, mécanique, logistique, secrétariat. Mais également les collègues de mon équipe de recherche avec qui nous avons passé des semaines épiques sur les lignes de faisceaux du CERN. Merci à mon ami mathématicien Michael Dos Santos qui m'a enseigné les rudiments du \LaTeX ainsi que l'esthétique de la mise en page. Mon collègue de classe et ami Louis Helary, qui grâce à nos discussions passionnées, m'a permis de progresser rapidement lorsqu'il a été question pour moi de réaliser des simulations physiques. Il m'a en outre permis d'avoir un réel contact avec le monde de l'analyse physique ayant court auprès du LHC. Je remercie chaleureusement ma famille pour m'avoir soutenu tout au long de ce parcours, et surtout pour avoir su organiser un pot de thèse mémorable.

Enfin je tiens à remercier Imen Al Samarai qui a été à mes côtés (malgré la distance) durant les deux dernières années de ma thèse, et ce même dans les moments les plus difficiles.

Table des matières

Introduction	xi
Le contexte théorique et expérimental	xiii
1 Le modèle standard	xiv
2 Les mécanismes du modèle standard	xvi
2.1 L'électrodynamique quantique et le photon γ	xvi
2.2 L'interaction électrofaible et la découverte des bosons Z et W^\pm . . .	xvi
2.3 La chromodynamique quantique et les gluons	xvii
2.4 La brisure de symétrie électrofaible et le Boson de Higgs	xvii
3 Au-delà du modèle standard	xvii
1 Un collisionneur leptonique pour des mesures de précision	1
1 Le complexe d'accélérateurs du collisionneur linéaire ILC	2
2 Deux concepts de détecteurs	4
2.1 Le suivi de particules auprès de détecteurs granulaires	5
2.2 Le grand détecteur international ILD	6
2.3 Résolution en énergie avec le suivi de particules.	14
2.4 Evaluation des performances physiques	15
2.5 Le détecteur silicium SiD	16
3 Le collisionneur linéaire compact CLIC	17
2 Le calorimètre hadronique semi digital SDHCAL	19
1 Le développement d'une cascade hadronique	20
1.1 La fraction électromagnétique	22
1.2 La composante hadronique	22
1.3 Profil d'une cascade hadronique	24
2 Un calorimètre à échantillonnage	25
2.1 Calibration et compensation	25
2.2 Précurseurs de l'imagerie hadronique	26
2.3 Fluctuations et résolution	28
3 La détection au sein du SDHCAL	29
4 La géométrie du SDHCAL	30
5 Les défis technologiques	31
6 Améliorer la modélisation des mécanismes d'hadronisation	31
3 Les chambres à plaques résistives de verre GRPC	35
1 Introduction	36
2 Principe du détecteur développé par la collaboration SDHCAL à Lyon. . .	36
3 Les modes de fonctionnement du GRPC.	37

4	Etude théorique du régime avalanche.	38
4.1	Ionisation primaire.	38
4.2	Les rayons delta	39
4.3	Multiplication en avalanche	39
4.4	Charge issue du processus de multiplication en avalanches, et fluctuations	42
4.5	Courant induit dans le carreau de cuivre capacitif.	43
5	Spectre de charge obtenu auprès de notre détecteur GRPC	44
6	Compter les particules avec un détecteur GRPC	45
4	L'électronique semi-digitale et le système d'acquisition	47
1	Introduction	48
2	La puce de lecture HARDROC	48
2.1	Le préamplificateur de charge	50
2.2	Les traitements de mise en forme rapide bipolaires FSB	51
2.3	Le discriminateur et la bascule.	53
2.4	La mémoire interne	53
2.5	Le registre de contrôle lent (<i>slow control</i>)	54
2.6	Le chaînage de plusieurs HARDROCs	54
3	Le cycle d'acquisition	55
3.1	Le pilotage de l'acquisition	55
3.2	Le cycle d'acquisition en chaîne	57
3.3	Les modes de lecture implémentés dans la DIF	57
4	Structure des données	59
5	Le logiciel d'acquisition	59
5.1	Premiers développements sous LabView	59
5.2	L'acquisition à grande échelle sous l'environnement XDAQ	60
6	Mesure du piedestal	64
7	La calibration de l'électronique de lecture	65
8	Reconstruction des événements physiques	68
9	Les différentes versions du HARDROC	69
5	Le développement des GRPC pour le SDHCAL	73
1	Introduction	75
2	La caractérisation d'un détecteur GRPC	75
3	Technique d'analyse	76
4	Les dispositifs expérimentaux utilisés pour l'étude du comportement des chambres	78
4.1	Le banc de test cosmique	78
4.2	Les tests sur faisceau	80
4.3	Les sources radioactives	82
5	Caractéristiques du détecteur de référence	83
6	Propriétés du mélange gazeux utilisé.	83
6.1	Seuil de production des <i>streamers</i>	84
6.2	Contamination par l'eau	88
6.3	Le bon mélange	89
7	Constitution des électrodes	90

7.1	Matériaux résistifs composant les électrodes, et fréquence maximale d'acquisition	90
7.2	Matériau résistif recouvrant les électrodes.	93
7.3	L'épaisseur du verre	96
8	La connexion de la haute tension et l'isolation des électrodes.	96
9	Distance de séparation entre les carreaux de cuivre de lecture.	97
9.1	Le télescope EUDET	97
10	Effet d'angle	98
11	Des chambres de grandes dimensions	99
11.1	Les plots d'espacement	99
11.2	L'homogénéité du dépôt résistif	102
11.3	Homogénéité de détection auprès des détecteurs de grandes dimensions	102
12	La stabilité d'opération	106
13	L'effet de l'âge sur les chambres de détection	107
13.1	Attaque du verre par l'acide fluorhydrique HF	107
13.2	Polymérisation	108
13.3	Recherche d'une variation de résistivité volumique	108
13.4	Variation de la fréquence de bruit de fond	113
13.5	Conclusions sur l'effet de l'âge	114
14	Des unités sensibles actives pour un prototype physique	114
14.1	Les plans de lecture de un mètre carré	114
14.2	Le conditionnement de l'unité sensible active	114
14.3	L'étape de validation des unités sensibles	116
15	Conclusion	117
6	L'alimentation pulsée	119
1	Introduction	120
2	L'alimentation pulsée du HARDROC	121
2.1	Le POD	122
2.2	Les paramètres de <i>slow control</i> associés à l'alimentation pulsée . . .	123
2.3	Dissipation thermique	125
3	Mise en oeuvre auprès d'un détecteur GRPC	126
3.1	Un test préliminaire sous champ magnétique	126
3.2	Prise de données avec une alimentation pulsée	127
3.3	Mesure d'efficacité	132
3.4	Stabilité des tensions de référence	133
4	Conclusion	135
7	Le prototype physique	137
1	Détection	138
2	La structure mécanique	138
3	Les services	140
4	L'acquisition à grande échelle	141
4.1	Un système distribué	141
5	Test sur faisceau	143
5.1	Mesures préliminaires	143
5.2	Premiers dépôts hadroniques	144

Acronymes	155
Éléments chimiques	158
Éléments radioactifs	158

Liste des figures

1	Structure de la matière à différentes échelles.	xiv
2	Classification des quarks, des leptons, et des bosons vecteurs.	xv
1.1	Schéma de principe du collisionneur linéaire international ILC.	2
1.2	Cavité accélératrice supraconductrice de la collaboration TESLA.	3
1.3	International Large Detector & Silicon Detector.	4
1.4	Evenement $t\bar{t}$, $\sqrt{s} = 500$ GeV dans l'ILD.	5
1.5	Vue détaillée de l'ILD.	7
1.6	Résolution en énergie des jets en fonction de la taille des cellules.	11
1.7	Séparation des jets $W^\pm et Z$	14
1.8	Principe de transfert d'énergie par pompage pour le collisionneur CLIC. . .	17
2.1	Perte d'énergie moyenne par unité de distance dans la matière.	20
2.2	Schéma d'une cascade hadronique.	21
2.3	Distribution de la durée de développement d'une cascade.	23
2.4	Profil de gerbe radial et longitudinal.	25
2.5	Triangle de Sierpinski.	27
2.6	Corrélation entre la dimension fractale, et le nombre de cellules touchées. . .	28
2.7	Géométries du SDHCAL.	30
2.8	Inventaire des modèles disponibles dans le programme GEANT4.	32
2.9	Couplage entre les modèles hadroniques dans la liste physique QGSP_BERT. .	33
3.1	Schéma de principe du détecteur GRPC développé à Lyon.	36
3.2	Propriétés d'ionisation des mélanges gazeux.	38
3.3	Coefficient de Townsend, et coefficient d'attachement.	40
3.4	Courant induit par le mouvement des électrons dans le GRPC.	43
3.5	Spectre de charges obtenu auprès de notre détecteur GRPC.	45
3.6	Spectre de charges pour différentes multiplicités de particules.	45
4.1	Shéma de principe du HARDROC 2.	49
4.2	Schéma de l'étage de préamplification du HARDROC.	50
4.3	Schéma de l'étage de mise en forme rapide du signal.	51
4.4	Signal de sortie du FSB pour différentes configurations de contre réaction. .	52
4.5	Forme d'onde du signal en sortie de filtres FSBs.	52
4.6	Première carte de test.	56
4.7	Interface détecteur (DIF).	56
4.8	Principe de câblage en chaîne de plusieurs HARDROCs.	57
4.9	Diagramme temporel du cycle d'acquisition et de lecture.	58
4.10	Programme d'acquisition (capture).	59
4.11	Diagramme du déploiement de l'environnement d'acquisition.	61

4.12	Caractérisation des piédestaux du HARDROC.	64
4.13	Schéma du dispositif de calibration.	65
4.14	Calibration : seuils d'efficacité.	66
4.15	Calibration : dispersion des seuils.	66
4.16	Calibration : réponse non corrigée.	67
4.17	Calibration : réponse corrigée seuils bas.	67
4.18	Calibration : réponse corrigée seuils moyens et hauts.	67
4.19	Distribution temporelle du signal du premier seuil.	69
4.20	Station de test automatisée du HARDROC 2B.	70
4.21	Résultats de la caractérisation d'une série de 108 HARDROC 2B.	71
5.1	Reconstruction de traces.	76
5.2	Résolution spatiale des traces projetées.	77
5.3	Cascade issue du rayonnement cosmique.	78
5.4	Banc de test cosmique.	79
5.5	Ligne de faisceau : instrumentation et composition.	81
5.6	Premier test sur faisceau.	81
5.7	Diagramme de désintégration du césium 137.	82
5.9	Section efficace d'absorption des électrons par le TFE	84
5.10	Section efficace d'absorption des photons UV par le CO₂	85
5.11	Efficacité et multiplicité avec l'isobutane, ou le CO₂	85
5.12	Section efficace d'absorption des électrons par le SF₆	86
5.13	Efficacité et multiplicité en fonction de la proportion de SF₆	86
5.14	Distribution du nombre de cellules déclenchées lors du passage d'un MIP.	87
5.15	Fréquence du bruit de fond en fonction de la proportion de SF₆	87
5.16	Limitation des <i>streamers</i> à l'aide du SF₆	88
5.17	Efficacité en fonction de la fréquence d'acquisition pour différents matériaux.	91
5.18	Test de la fréquence de détection maximale.	92
5.19	Premières série d'électrodes de verre sérigraphiées.	93
5.20	Schéma équivalent pour la chambre associée à l'électronique.	94
5.21	Signal induit par un GRPC sur une bande de cuivre.	94
5.22	Efficacité et multiplicité pour différentes couches résistives.	95
5.23	Languette de connexion de la haute tension.	96
5.24	Efficacité entre les carreaux de cuivre.	98
5.25	Efficacité du détecteur GRPC en fonction de l'angle d'incidence.	98
5.26	Plots d'espacement.	99
5.27	Carte de répartition du bruit de fond.	100
5.28	Déformations mécaniques, et simulation fluidique.	101
5.29	Contrôle de la résistivité.	102
5.30	Second banc de test cosmique.	103
5.31	Efficacité, et multiplicité sur les trois zones.	103
5.32	Test de différentes zones sur faisceau.	104
5.33	Efficacité, et multiplicité pour 13 zones.	104
5.34	Carte d'efficacité sur la zone centrale du détecteur (test sur faisceau).	105
5.35	Efficacité sur plusieurs jours.	106
5.36	Courant consommé par le GRPC en fonction de la polarisation et du flux.	109
5.37	Correction de la variation de résistivité selon la température.	111
5.38	Test de vieillissement.	112

5.39	Variation de la fréquence de bruit de fond sur le long terme.	113
5.40	Electronique de lecture un mètre carré.	115
5.41	Vue schématique d'un détecteur GRPC dans sa cassette.	115
5.42	Production de cassettes métalliques.	116
5.43	Test des cassettes une fois terminées.	117
6.1	Structure des faisceaux délivrés par l'accélérateur ILC.	120
6.2	Pilotage du courant pour les modules du HARDROC.	121
6.3	Séquence d'alimentation pulsée.	122
6.4	Module de pilotage de l'alimentation des parties digitales.	122
6.5	Diagramme temporel des signaux internes du POD.	123
6.6	Activation de l'alimentation pulsée <i>via</i> le registre à décalage.	124
6.7	Test sur faisceau auprès d'un aimant supraconducteur.	126
6.8	Test de l'influence du champ magnétique sur le GRPC.	127
6.9	Cycle d'alimentation et de prise de données sous alimentation pulsée.	128
6.10	Structure temporelle des déclenchements sous alimentation pulsée.	129
6.11	Structure temporelle des événements sous alimentation pulsée.	130
6.12	Séquence de remise à zéro des horloges internes.	130
6.13	Séquence d'acquisition conduisant à des blocs de données vides.	131
6.14	Coupure géométrique lors de l'analyse.	132
6.15	Efficacité avec et sans alimentation pulsée.	132
6.16	Régime transitoire sous alimentation pulsée.	133
6.17	Séquence d'injection sous alimentation pulsée.	134
6.18	Stabilité du seuil de détection.	134
7.1	Schéma d'assemblage et déformation du prototype physique.	139
7.2	Outils pour le prototype physique, et insertion des cassettes.	139
7.3	Schéma de principe du système d'acquisition pour le prototype physique.	141
7.4	Diagramme temporel des signaux de contrôle de l'acquisition.	142
7.5	Le prototype physique sur faisceau, et visualisation d'une trace.	143
7.6	Efficacité enregistrée sur le prototype physique.	144
7.7	Gerbes hadroniques dans le prototype physique.	145

Liste des tableaux

1.1	Paramètres principaux du collisionneur linéaire ILC	3
1.2	Paramètres principaux du trajectographe de l'ILD [36].	9
1.3	Caractéristiques optimales pour les calorimètres de l'ILD [36].	10
1.4	Analyses et performances auprès de l'ILD.	16
1.5	Paramètres principaux du modèle de base du SiD.	17
2.1	Processus mis en jeu lors de l'interaction hadronique.	21
2.2	Répartition des dépôts d'énergie.	22
2.3	Propriétés des matériaux utilisés en tant qu'absorbeurs.	24
4.1	Encodage des seuils.	53
4.2	Structure de la trame de données issue du HARDROC.	54
5.1	Descriptif des lignes de faisceaux utilisées.	80
5.2	Potentiel de réchauffement global des gaz utilisés.	89
5.3	Caractéristiques des matériaux utilisés lors de la conception des électrodes.	90
5.4	Résistivités de surface mesurées par un appareil haute impédance.	93
5.5	Plots d'espacement utilisées pour concevoir un détecteur de 1 m ²	99
5.6	Caractéristiques des unités sensibles actives pour le prototype physique	117
6.1	Paramètres de <i>slow control</i> pour configurer l'alimentation pulsée.	124
6.2	Consommation des différents modules du HARDROC.	125
7.1	Seuils appliqués auprès du prototype physique (gain moyen corrigé : unitaire).	143

Introduction

Le Collisionneur Linéaire International ILC est la future expérience phare de physique des hautes énergies. Elle a été proposée afin de poursuivre le programme de physique du grand collisionneur de hadrons LHC lorsque les limites de sensibilité de celui-ci seront atteintes. De nouveaux instruments sont ainsi en cours de développement afin d'atteindre une précision inégalée notamment grâce à un concept d'analyse par suivi de particules auprès de détecteurs hautement granulaires. Ces travaux de recherche sont entrepris par le biais d'une communauté internationale : pour chaque élément de l'expérience, plusieurs alternatives sont donc à l'étude dans les différents laboratoires participants. Ce manuscrit rassemble l'ensemble des travaux de recherches que j'ai eu l'occasion de réaliser durant ma thèse de doctorat afin de mettre au point l'un des sous-détecteurs de l'expérience *International Large Detector* (ILD).

Dans un premier temps, nous présenterons le contexte théorique et expérimental de la physique des hautes énergies. Ceci nous permettra par la suite de prendre conscience des enjeux d'une telle expérience vis à vis des connaissances actuelles que nous avons de l'infiniment petit. Cette introduction à la physique des hautes énergies se déroulera selon un axe chronologique jalonné par les principales découvertes scientifiques du siècle dernier.

Le premier chapitre consiste en une description détaillée du collisionneur linéaire ILC, et de ses sous détecteurs ILD et SiD. Nous introduirons également le principe d'analyse par suivi de particules qui est l'un des concept clef de ce projet. Pour finir, les performances attendues auprès de l'expérience seront présentées.

Le second chapitre présente le sous détecteur que nous développons à Lyon afin de mesurer l'énergie des hadrons issus des collisions électron-positon qui ont lieu au centre du détecteur ILD. Le calorimètre hadronique semi-digital SDHCAL dispose d'une très forte granularité (50 millions de canaux). Une telle résolution spatiale nous permettra de réaliser la séparation des dépôts hadroniques à l'aide d'algorithmes de reconnaissance de formes. Nous réaliserons ainsi une analyse par suivi de particules à l'intérieur même des calorimètres. Nous tâcherons tout d'abord de décrire ce que représente une gerbe hadronique ainsi que les techniques utilisées pour mesurer leur énergie. Nous discuterons ensuite des mécanismes pouvant conduire à des fluctuations sur cette mesure d'énergie. Enfin nous présenterons les modèles de simulation des gerbes hadroniques qui sont utilisés afin de valider notre concept.

Le troisième chapitre traite du fonctionnement des chambres à plaques résistives de verre GRPC. Ce détecteur a été choisi pour instrumenter le calorimètre hadronique à échantillonnage que nous proposons (SDHCAL). Les différents régimes d'utilisation de ce détecteur seront introduits. Plus spécifiquement, la statistique liée à la multiplication des

charges en avalanches saturées sera décrite en détails. Pour finir le spectre de charge analogique enregistré auprès d'un de nos GRPC sera présenté.

Le quatrième chapitre est dédié au système de lecture que nous avons développé afin de répondre aux exigences du projet : une puce électronique embarquée (HARDROC) permettant de lire un très grand nombre de canaux, pour une très faible dissipation thermique. Le système d'acquisition et de traitement des données sera également décrit.

Le travail de recherche et de développement mené à Lyon afin de produire des chambres de détection GRPC adaptées à nos besoins fait l'objet du cinquième chapitre. Cette étude a été réalisée par le biais de petits prototypes afin de tester diverses solutions technologiques. La caractérisation de ces chambres nous a permis d'optimiser la géométrie du détecteur pour pouvoir produire ensuite des chambres GRPC d'un mètre carré. Des études complémentaires de vieillissement des chambres ont été réalisées afin de tester leur résistance.

Le sixième chapitre présente une caractéristique spécifique de l'électronique de lecture qui a été intensivement testée. Il s'agit du mécanisme d'alimentation pulsée, qui permet de limiter la dissipation thermique de l'électronique embarquée en alimentant les puces de lectures uniquement lors des phases de collisions qui ont lieu seulement 0.5 % du temps auprès de l'ILC.

Enfin, le dernier chapitre fait état de nos recherches les plus avancées, la construction et le test sur faisceau d'un prototype technologique de calorimètre hadronique semi-digital d'un mètre cube. Ce démonstrateur met en oeuvre l'ensemble des solutions que nous avons développées pour répondre au cahier des charges de l'expérience ILD.

Le contexte théorique et expérimental

Au cours des soixante dernières années, la compréhension des mécanismes d'interactions entre les composants élémentaires de la matière a fait l'objet de progrès considérables tant du point de vue théorique qu'expérimental. Cette discipline, bien connue sous le nom générique de physique subatomique, est née de l'incapacité des physiciens à décrire correctement certaines réactions nucléaires tel que la désintégration β qui conduit à la transformation du neutron en proton. C'est dans ce cadre qu'a été bâti le modèle standard dont l'idée directrice est la suivante : « les différentes forces qui régissent notre univers sont en réalité diverses manifestations d'un même phénomène ». Ce modèle décrit avec une précision remarquable les résultats qui furent obtenus par la suite auprès des accélérateurs de particules conçus pour tester cette théorie.

Contenu

1	Le modèle standard	xiv
2	Les mécanismes du modèle standard	xvi
2.1	L'électrodynamique quantique et le photon γ	xvi
2.2	L'interaction électrofaible et la découverte des bosons Z et W^\pm .	xvi
2.3	La chromodynamique quantique et les gluons	xvii
2.4	La brisure de symétrie électrofaible et le Boson de Higgs	xvii
3	Au-delà du modèle standard	xvii

1 Le modèle standard

Revenons tout d'abord à la genèse de ce modèle. Dans les années 30, tout portait à croire que le monde qui nous entoure était simplement constitué d'atomes. Ces derniers étaient eux mêmes constitués d'électrons maintenus autour d'un noyau par l'intermédiaire de la force électromagnétique. L'ensemble des 118 atomes connus a été classé de manière ingénieuse en fonction des propriétés de leur structure électronique en suivant le schéma proposé par le chimiste russe Mendeleev. Mais comment expliquer la cohésion entre les neutrons et les protons au sein de ces noyaux alors que leur charge est respectivement positive et neutre. Pour comprendre ce phénomène, des accélérateurs de plus en plus puissants ont été développés afin de sonder la structure interne du noyau. Au départ, un faisceau de particules accélérées bombardait une cible fixe entraînant la désintégration des atomes la constituant. Une série de détecteurs placés autour de la cible a permis aux scientifiques d'effectuer des expériences statistiques par comptage des états finaux enregistrés. Très rapidement ils se sont rendu compte que des particules secondaires alors inconnues pouvait être créées au cours de la désintégration. En augmentant encore l'énergie du faisceau incident, une sous-structure complexe a été mise en évidence au sein même des nucléons composant le noyau (figure 1).

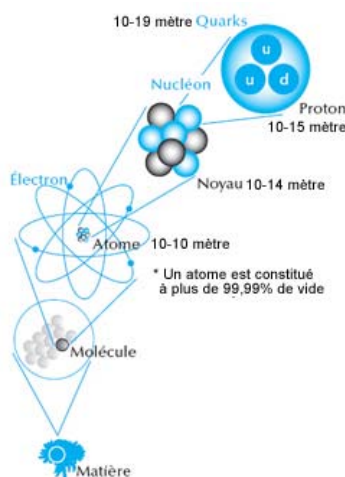


FIGURE 1 – Structure de la matière à différentes échelles.

C'est ainsi qu'a été introduit le modèle des quarks, briques de matière élémentaires interagissant dans le cadre du modèle standard par l'intermédiaire des bosons vecteurs des forces électromagnétique, faible, et forte. Six types de quarks ont été dénombrés chacun possédant un homologue appelé antiquark dans le secteur de l'antimatière. Concernant les leptons, c'est tout d'abord l'électron qui fut découvert par J.J.Thomson en 1897. Le neutrino électronique a ensuite été introduit par W. Pauli pour préserver la conservation de l'énergie-impulsion lors de l'observation de la désintégration β . Quarante ans après la découverte de l'électron, C.D.Anderson met en évidence le muon qu'il classifia tout d'abord comme un méson, avant de se rendre compte qu'il n'obéissait pas aux lois de l'interaction forte. C'est ainsi qu'est née la famille des leptons, à laquelle est venue s'ajouter plusieurs années plus tard : le neutrino muonique, le lepton tau, le neutrino tauïque, ainsi que leurs équivalents d'antimatière.

fermions (3 générations de la matière)				bosons (forces)	
	I	II	III		
masse →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0	
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
nom →	u up	c charm	t top	γ photon	électromagnétisme
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g gluon	interaction forte
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e neutrino électronique	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ neutrino muonique	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ neutrino tauique	91.2 GeV 0 1 Z^0 boson Z^0	interaction faible
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e électron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 W^\pm boson W	interaction faible
Leptons					

FIGURE 2 – Classification des quarks, des leptons, et des bosons vecteurs.

Dans la famille des quarks comme celle des leptons, les particules se regroupent en trois doublets. Les doublets regroupant les particules ayant les masses les plus faibles constituent la matière stable de l'univers : c'est-à-dire les quarks up et down, l'électron et le neutrino électronique. Les autres particules plus massives ont une durée de vie relativement courte et ne sont produites que lors de processus de haute énergie. Le quark top qui est le plus lourd n'a d'ailleurs été observé que très récemment : sa première mise en évidence directe date de 1994 auprès du détecteur CDF de l'accélérateur Tevatron (Fermilab USA) [42].

Dans le cadre d'une description perturbative du modèle standard, l'interaction entre deux particules est décrite par un échange de particules virtuelles qui jouent le rôle de médiateur de la force. A chaque type de force est donc associé un ou plusieurs messagers de spin entier dénommés bosons de jauge (figure 2 - colonne de droite).

De manière générale, la portée d'une interaction est inversement proportionnelle à la masse du boson vecteur mis en jeu. Plus la masse de cette particule est grande, plus elle sera éphémère. Le photon (γ) de masse nulle, vecteur de l'interaction électromagnétique, peut donc aisément traverser l'univers pour être finalement observé à l'œil nu plusieurs millions d'années après sa création. L'observation du fond diffus cosmologique découvert par les radio-astronomes Penzias et Wilson en est le meilleur exemple.

L'interaction électromagnétique diminue comme l'inverse du carré de la distance entre les particules mises en relation, et conduit à des effets attractifs ou répulsifs selon le signe des charges qu'elles portent.

L'interaction faible est pour sa part responsable de la désintégration des particules massives telles que les quarks ou leptons lourds en quarks ou leptons plus légers. Les bosons Z^0 et W^\pm qui la véhiculent étant massifs (~ 100 fois la masse du proton), sa portée est limitée à 10^{-17} m.

L'interaction forte agit de manière plus complexe par le biais des gluons : dans les hadrons comme au sein du noyau, sa portée est limitée à 10^{-15} m en raison de l'effet de confinement que nous décrirons par la suite.

La force gravitationnelle n'est pas encore explicitement prise en compte par le modèle standard : elle est actuellement décrite par la relativité générale qui propose une approche non quantique de la mécanique des corps à grande échelle.

2 Les mécanismes du modèle standard

2.1 L'électrodynamique quantique et le photon γ

Les premiers développements de la théorie quantique des champs ont eu lieu dans les années 40, donnant naissance à l'électrodynamique quantique. Cette théorie de jauge décrit l'interaction électromagnétique entre deux fermions chargés via un échange de photon. La force électromagnétique est ainsi représentée par un champ de jauge auquel ce photon est associé. Notons que la conservation de la charge électrique mise en jeu lors de cette réaction est une conséquence de l'invariance de jauge globale. Cette théorie a permis de prédire avec succès des observations faites par la suite, comme par exemple l'anomalie de moment magnétique des électrons [56].

2.2 L'interaction électrofaible et la découverte des bosons Z et W^\pm

Dans les années 60, la théorie électrofaible apporte une preuve concrète de la validité du modèle standard dont elle est à l'origine. Elle décrit de manière unifiée le mécanisme de deux des quatre forces fondamentales que sont l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Ces deux forces paraissent pourtant très différentes aux échelles d'énergie atomique, et même nucléaire : la force électromagnétique est dite de portée infinie, tandis que la force faible a une influence uniquement à l'échelle microscopique. Mais dans le cas d'une échelle d'énergie de l'ordre d'une centaine de GeV, le couplage de ces deux forces converge vers une valeur commune. La théorie électrofaible s'appuie sur ce phénomène pour prédire une unification des deux théories sous-jacentes, qui se confondent à cette échelle d'énergie. C'est en 1973 que les physiciens du CERN observent pour la première fois des interactions de courants neutres telle que prédite par la théorie électrofaible [38]. Ce n'est que lorsque le Super Proton Synchrotron (SPS) entra en activité une dizaine d'années plus tard, que les bosons Z^0 et W^\pm purent enfin être mis en évidence auprès des expériences UA1 et UA2 [45]. Ces détecteurs furent disposés aux points de croisement des faisceaux de protons et d'antiprotons du SPS, pour observer des collisions mettant en jeu une énergie de 630 GeV. L'énergie disponible était alors suffisante pour produire et détecter sans ambiguïtés les bosons vecteurs de la force faible.

2.3 La chromodynamique quantique et les gluons

Cette théorie qui décrit l'interaction forte dans le cadre du modèle standard a été mise au point dans les années 70. La charge associée à cette interaction est appelée la couleur : un quark porte donc l'une des trois couleurs permises par cette théorie. L'interaction est décrite par le groupe de symétrie $SU(3)$ qui possède huit générateurs associés aux huit gluons vecteurs de cette interaction. La force d'attraction entre quarks augmente avec la distance qui les sépare, de cette manière les quarks sont confinés dans les hadrons par paire (Mésons) ou triplet (Baryons). Un assemblage de quarks doit toujours posséder une charge de couleur résultante blanche (neutre).

La première mise en évidence des gluons a été réalisée en 1979 auprès du détecteur JADE sur l'accélérateur PETRA au centre de recherche DESY (Hamburg) [50]. L'énergie mise à disposition par l'annihilation d'un électron et d'un positon devait engendrer des paires de quark et d'antiquark produisant chacun un jet de particules dans les détecteurs par hadronisation, cependant plusieurs états finaux contenant trois jets ont été observés. Lorsque le quark et l'antiquark s'éloignent l'un de l'autre, un tube de flux apparaît entre eux. Plus ils s'éloignent plus l'énergie de ce tube augmente, jusqu'à être suffisante pour former une ou plusieurs nouvelles paires de quark-antiquark. Cette observation a ainsi permis de mettre en évidence le confinement des quarks dans les hadrons. On comprend alors pourquoi cette force ne peut être de portée infinie, quand bien même la masse nulle des gluons le suggère. L'interaction qui agit entre les nucléons n'est qu'un effet secondaire de l'interaction forte. En effet, il ne peut pas y avoir d'échange de gluon entre les nucléons puisqu'ils sont neutres (blancs) vis à vis de la charge de couleur. Ainsi, les nucléons s'attirent dans le noyau atomique en échangeant des pions : assemblage d'un quark et d'un antiquark de résultante neutre (blanche).

2.4 La brisure de symétrie électrofaible et le Boson de Higgs

Afin de conserver l'invariance de jauge de la théorie électrofaible, les champs des bosons (γ , Z^0 , et W^\pm) doivent être de masse nulle. Nous avons vu précédemment que lorsque l'échelle d'énergie est suffisamment élevée, les trois bosons médiateurs de la force faible réagissent comme s'il avaient une masse nulle. Néanmoins, à plus basse énergie l'utilisation d'un mécanisme de brisure spontanée de symétrie devient nécessaire : d'après cette description, en dessous d'un certain seuil, trois des quatre champs de jauge absorbent trois des composantes du champ de Higgs, et sont alors identifiés aux bosons vecteurs massifs Z^0 , et W^\pm . Le dernier champ reste inchangé, et correspond au photon de masse nulle.

Dans le cadre du modèle standard, les masses des particules sont générées par couplage avec le champ de Higgs. Bien qu'il soit l'un des pilier du modèle standard, nous n'avons toujours aucune preuve expérimentale directe de son existence. C'est tour à tour les expériences des accélérateurs LEP (CERN), Tevatron (Fermilab), et dernièrement du LHC (CERN) qui tentent de le mettre en évidence en utilisant des faisceaux de plus en plus puissants pour explorer des gammes d'énergies toujours plus élevées [39].

3 Au-delà du modèle standard

Le modèle standard, fournit un cadre théorique permettant d'expliquer la majeure partie des résultats obtenus jusqu'à maintenant auprès des grands collisionneurs. Malgré cela, il ne répond toujours pas à un certain nombre d'interrogations soulevées par la communauté des physiciens des particules.

En voici une liste non exhaustive :

Les neutrinos massifs : L'oscillation des neutrinos mise en évidence auprès de l'expérience Super-Kamiokande prouve que la masse des neutrinos est non-nulle contrairement à ce que prédit le modèle standard [33]. Le prix nobel de physique 2002 a d'ailleurs été décerné aux physiciens de cette équipe pour l'intérêt de cette découverte.

La matière noire : Plusieurs observations cosmologiques ont récemment prouvé qu'il peut également exister dans l'univers une forme de matière dite « non-baryonique » : elle ne correspond en effet à aucune matière décrite par le modèle standard. La physique des particules tente de résoudre cette énigme en proposant des modèles exotiques. Ils contiennent des particules lourdes qui interagissent peu, les WIMPs. Ces particules peuvent être des particules supersymétriques ou encore des excitations de Kaluza-Klein [20].

La gravitation : En 2002, l'expérience Granit conduite auprès du réacteur nucléaire de l'institut Laue-Langevin a mis en évidence pour la première fois des niveaux quantiques gravitationnels en étudiant l'énergie de neutrons ultra froids soumis au champ de pesanteur terrestre [49]. Cependant le modèle standard ne prévoit aucun aspect quantique de la gravitation, la meilleure théorie gravitationnelle actuelle reste la relativité générale qui n'est malheureusement pas compatible avec le modèle standard.

La baryogénèse : Le modèle standard n'explique pas l'asymétrie entre la quantité de baryons (matière) et d'antibaryons (antimatière) observés dans l'univers [58]. Plusieurs théories « au-delà du modèle standard » proposent une description de ce phénomène mais aucune n'a pu être vérifiée à ce jour.

Un grand nombre de paramètres libres : Finalement, une partie de la cohérence du modèle standard tient de l'ajustement *ad-hoc* d'un grand nombre de paramètres libres (sans toutefois pouvoir les prédire). Ainsi, les 3 constantes de couplage g_s , g , g' , les 2 paramètres λ et μ du potentiel de Higgs, les 9 couplages de Yukawa, et les 4 paramètres de la matrice CKM, forment avec l'angle θ_{QCD} les 19 paramètres libres du modèle standard actuel.

Afin de remédier à ces problèmes, de nombreux mécanismes sont envisagés selon deux axes de recherche majeurs : les théories qui proposent des extensions au modèle standard (comme par exemple la supersymétrie SUSY), et les théories proposant un modèle radicalement différent (tel que les modèles issus de la théorie des cordes). Pour pouvoir trancher entre cette multitude de possibles, les expérimentateurs devront concevoir de nouveaux accélérateurs toujours plus puissants et des détecteurs de plus en plus précis afin de contraindre ces modèles et de distinguer lequel est le plus adapté.

Chapitre 1

Un collisionneur leptonique pour des mesures de précision

Le LHC et le Tevatron sont par essence des machines de découvertes, les collisions de hadrons qui ont lieu au sein de ces accélérateurs permettent d'explorer rapidement une large gamme d'énergie. En effet ce n'est pas l'intégralité du contenu de chaque nucléon qui entre en collision, mais bien un des quarks et gluons qui le composent. Lors de la collision on peut donc assister à une fusion de gluons, une collision quark contre quark, ou une interaction quark-gluon. Les quarks et les gluons portent chacun une part variable de l'énergie des deux nucléons incidents : la gamme d'énergie explorée est donc large. Ces machines peuvent être assimilées à des éclaireurs à l'affût du boson de Higgs. S'il existe, il sera certainement mis en évidence par l'une de ces expériences. En effet, le Tevatron termine sa campagne de prise de données le 30 septembre 2011, mais le LHC prend le relais, et n'en est qu'au début de sa campagne. Dans le cas de la découverte du Higgs, il sera nécessaire de construire une machine leptonique électron-positon dont l'énergie dans le centre de masse est bien plus précise. Il suffira alors d'explorer la gamme d'énergie pointée du doigt par les collisionneurs hadroniques à l'instar d'une loupe, pour réaliser des mesures de précisions : c'est à cet effet qu'a été imaginé le collisionneur linéaire international ILC.

Contenu

1	Le complexe d'accélérateurs du collisionneur linéaire ILC . . .	2
2	Deux concepts de détecteurs	4
2.1	Le suivi de particules auprès de détecteurs granulaires	5
2.2	Le grand détecteur international ILD	6
2.3	Résolution en énergie avec le suivi de particules.	14
2.4	Evaluation des performances physiques	15
2.5	Le détecteur silicium SiD	16
3	Le collisionneur linéaire compact CLIC	17

1 Le complexe d'accélérateurs du collisionneur linéaire ILC

Ce système a été conçu pour accélérer des électrons et des positons afin d'obtenir une énergie dans le centre de masse comprise entre 200 – 500 GeV. Le pic de luminosité attendu est de $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il sera par la suite possible d'étendre le domaine d'énergie à 1 TeV en doublant la longueur des accélérateurs linéaires principaux.

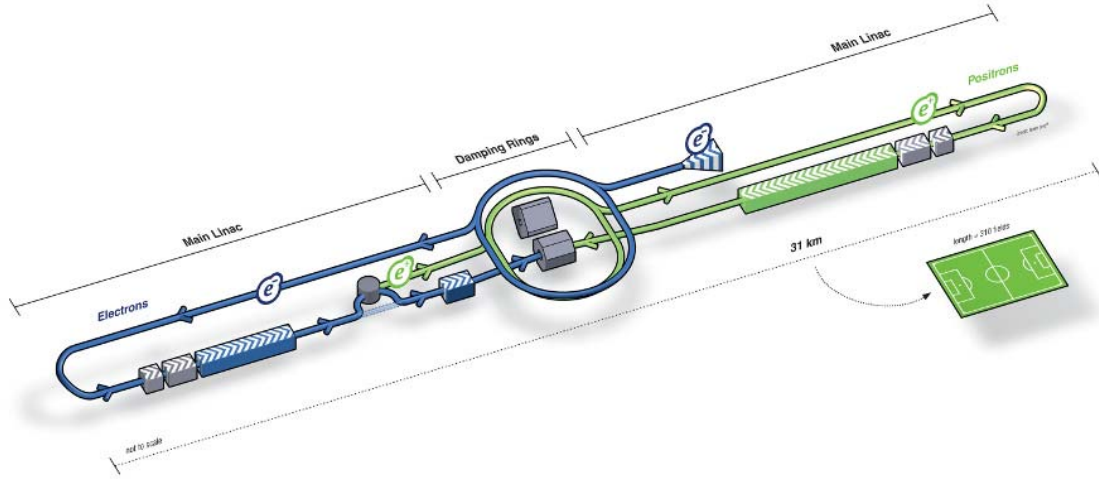


FIGURE 1.1 – Schéma de principe du collisionneur linéaire international ILC.

La figure 1.1 présente de manière schématique l'interaction entre les différents sous-systèmes de ce complexe d'accélérateurs. Tout d'abord la source primaire produit un faisceau d'électrons polarisés de basse énergie qui sont accélérés à une énergie de 5 GeV. Ces électrons sont injectés dans la première boucle de stockage de 6.7 km de circonférence. Une partie d'entre eux est ensuite transférée dans la branche d'accélération linéaire principale dédiée aux électrons. Ce faisceau atteint ainsi une énergie de 150 GeV avant de traverser une série d'ondulateurs ce qui a pour effet de produire des rayonnements γ de haute énergie susceptibles de créer des paires électron-positons. Les positons sont séparés des électrons pour être accélérés à une énergie de 5 GeV et injectés dans la seconde boucle de stockage [52]. A ce stade la machine est prête à produire des collisions. Des paquets d'électrons et de positons sont extraits à interval régulier pour être conduits aux deux extrémités de la machine. Ces paquets sont tout d'abord comprimés pour être plus compacts, puis ils sont accélérés à l'aide d'une série de cavités supraconductrices alimentées par des ondes radiofréquence (1.3 GHz). Après avoir été accélérés sur 11 km avec un gradient moyen de 31.5 MeV/m, les deux paquets de leptons atteignent leur énergie nominale. Ces paquets traversent encore un système de distribution de faisceau de 4.5 km avant d'entrer en collision au cœur de l'une des deux expériences : l'angle de croisement entre les deux faisceaux incidents est de 14 mrad. La table 1.1 présente les caractéristiques principales du faisceau délivré par l'accélérateur, nous reviendrons sur la structure temporelle du faisceau dans le chapitre 6 dédié à l'alimentation pulsée des expériences.

Energie dans le centre de masse	200 – 500 GeV
Pic de luminosité	$2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Dimensions du faisceau au point d'interaction	$640 \times 5.7 \text{ nm}$
Courant moyen du faisceau durant l'impulsion	9 mA
Fréquence d'impulsion (cycle)	5 Hz
Charge par paquet	1.6 – 3.2 nC
Gradient d'accélération	31.5 MeV/m
Durée des impulsions radiofréquences	1.69 ms
Puissance de chaque faisceau	10.8 MW
Puissance totale consommée	230 MW

TABLE 1.1 – Paramètres principaux du collisionneur linéaire ILC

Ce projet ambitieux est piloté par les membres du « Global Design Effort ». Les caractéristiques ici présentées sont celles qui ont été définies par ce groupe en août 2009 dans le rapport de référence établissant une première esquisse de la machine [52]. Pour rendre ce projet réalisable un important travail d'optimisation de chaque sous système a été entrepris afin de minimiser le coût total de la machine. De nos jours ce modèle a déjà subi certaines modifications mais les caractéristiques principales restent les mêmes. Un démonstrateur de la technologie d'accélération par cavité supraconductrices est actuellement en construction au centre de recherche DESY de Hamburg. Le XFEL est un laser à électrons libres produisant un rayonnement synchrotron intense à partir d'un faisceau d'électrons [14]. Les 116 cavités accélératrices produites par la collaboration TESLA (figure 1.2) présentent un gradient de 23.6 MeV/m et permettent d'obtenir des électrons de 20 GeV en bout de ligne. Ils seront ensuite dirigés vers des onduleurs pour produire des gammas de haute énergie sur les lignes de lumières. On peut donc espérer à juste titre que le gradient d'accélération nécessaire pour les faisceaux de l'ILC sera prochainement atteint par les membres de la collaboration TESLA.



FIGURE 1.2 – Cavité accélératrice supraconductrice de la collaboration TESLA.

2 Deux concepts de détecteurs

Contrairement aux collisionneurs circulaires de type LHC, la géométrie du collisionneur linéaire ILC ne permet de fournir qu'un seul point de collision au centre de la machine. Pour s'affranchir d'éventuels biais expérimentaux qui pourraient découler de la géométrie du détecteur ainsi que des éléments sensibles qui le composent, il a été décidé de concevoir une caverne suffisamment large pour accueillir deux détecteurs de conception différente (figure 1.3).

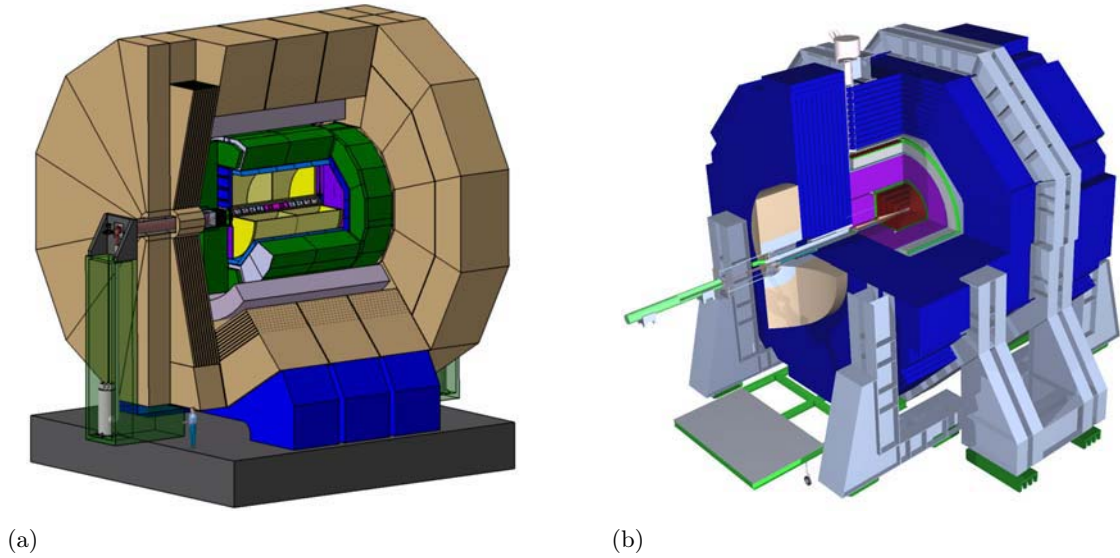


FIGURE 1.3 – (a) : Le **International Large Detector** ILD. (b) : Le **Silicon Detector** SiD.

Les détecteurs ILD et SiD seront installés sur des plates-formes mobiles : tour à tour ils occuperont donc le point d'interaction de la machine pour enregistrer des collisions. Un cycle de rotation mensuel ne sera permis que s'il est possible de déplacer les détecteurs en quelques jours seulement. C'est une contrainte clef du projet, notamment concernant l'alignement des faisceaux au point d'interaction, ainsi que celui des sous détecteurs après chaque translation. Il s'agit également de pouvoir maintenir les bobines supraconductrices à très basse température durant le transfert. En effet la descente en froid de ce type d'élément cryogénique peut facilement nécessiter plusieurs semaines.

2.1 Le suivi de particules auprès de détecteurs granulaires

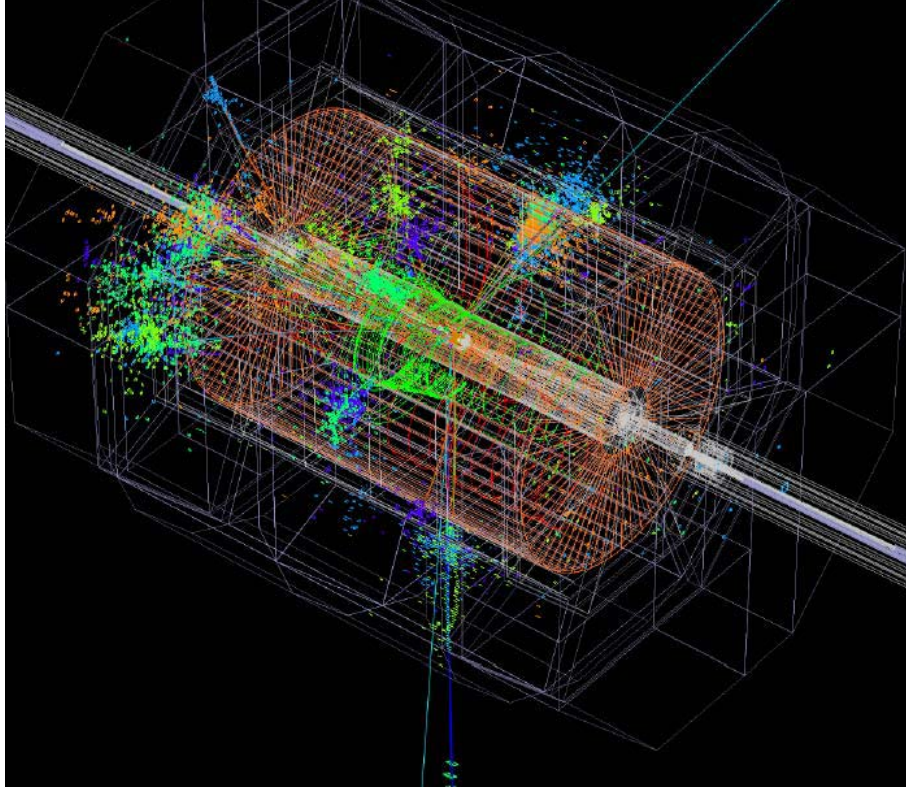


FIGURE 1.4 – *Evenement $t\bar{t}$, $\sqrt{s} = 500$ GeV dans l'ILD.*

Une approche complètement nouvelle est envisagée concernant la conception des détecteurs de l'ILC. En effet, les deux modèles de détecteurs proposés ont été élaborés avec en tête l'idée d'une reconstruction uniquement basée sur le suivi de particules (PFA). Cette technique se propose d'améliorer la résolution énergétique globale du détecteur en effectuant pour chaque type de particules la mesure de l'énergie/impulsion dans le sous détecteur le plus approprié : il en résultera une résolution énergétique sur les jets sans précédent dans l'histoire de la physique des particules. En pratique cette technique consiste à mesurer l'énergie des particules chargées ($65\%E_{\text{tot}}$) en étudiant la courbure des traces enregistrées dans la partie centrale du détecteur, puis à soustraire les dépôts énergétiques correspondants dans les calorimètres. Une fois cette étape réalisée une mesure précise des dépôts énergétiques associés aux particules neutres peut être entreprise : les photons dans les calorimètre électromagnétique (ECAL) ($26\%E_{\text{tot}}$), et enfin les hadrons neutres dans le calorimètre hadronique (HCAL) ($9\%E_{\text{tot}}$).

Pour pouvoir réaliser sans ambiguïtés ce type d'analyse, deux conditions sont nécessaires :

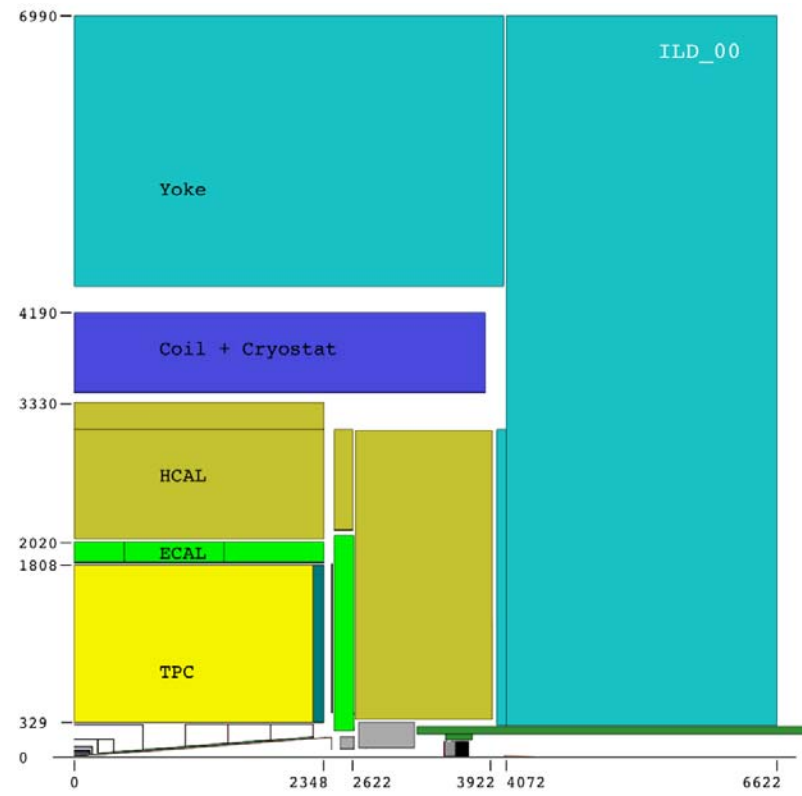
Le budget de matière des parties centrales doit être le plus faible possible. De cette manière les particules interagissent peu dans le trajectographe, et déposent la quasi-totalité de leur énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Ces derniers doivent au contraire être très hermétiques afin de stopper en leur sein la majorité des particules produites.

Une très forte granularité auprès des calorimètres est la condition *sine qua non* de la séparation des divers dépôts énergétiques par association des traces chargées. Elle permettra de limiter le terme de confusion qui quantifie la probabilité d’une mauvaise association entre les traces chargées enregistrées dans le trajectographe, et les dépôts calorimétriques mesurés. Cet aspect est très important notamment pour pouvoir reconstruire les jets fortement *boostés* issus de processus de haute énergie.

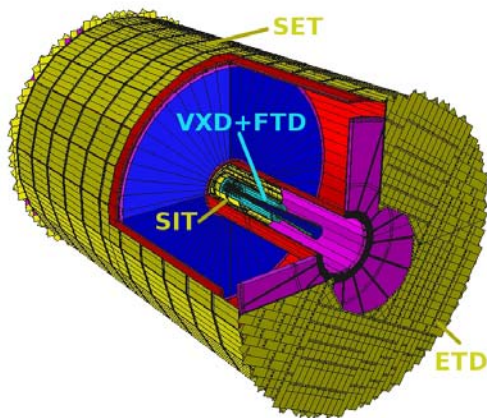
Outre ce type d’analyse par suivi de particules que l’on pourra qualifier de globale, nous introduirons également dans le chapitre suivant une approche par suivi de particules locale. Cette seconde approche sera utilisée auprès de nos calorimètres hautement granulaires, afin de reconstruire en détails, à l’intérieur du sous détecteur, les dépôts énergétiques tels que les cascades électromagnétiques et hadroniques.

2.2 Le grand détecteur international ILD

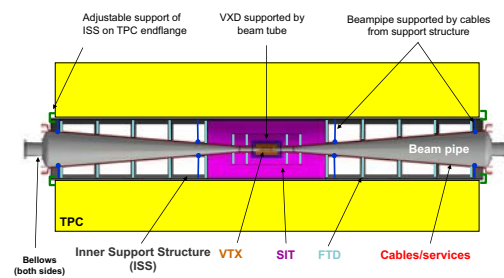
Ce détecteur est le produit de la fusion entre deux premiers concepts : le GLD [4], et le LDC [40]. Il est le fruit d’une collaboration internationale de près de 700 chercheurs et ingénieurs. En 2010, ils ont signé ensemble une lettre d’intentions décrivant avec force de détails le concept de l’ILD [36]. Les chercheurs de notre groupe Lyonnais font d’ailleurs partie des signataires de ce document, ainsi que moi-même. La vue en coupe d’un quadrant du détecteur ILD met en évidence la disposition des différents sous détecteurs (figure 1.5 (a)). La majorité d’entre eux sont placés au sein d’une bobine supraconductrice afin de courber la trajectoire des particules chargées les traversant tel un spectromètre. La description des divers sous-détecteurs qui va suivre s’attache au modèle présenté dans la lettre d’intentions. En réalité, plusieurs solutions technologiques sont à l’étude pour chaque sous système de détection : seules les plus appropriées d’entre elles seront finalement retenues.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 1.5 – (a) : Vue en coupe d'un quadrant de l'*International Large Detector* ILD.
(b et c) : Vue détaillée du trajectographe et de ses composants.

2.2.1 Le trajectographe

Le trajectographe est disposé au cœur de l'expérience (figure 1.5 (b-c)). Il doit permettre une très bonne identification des vertex d'interaction primaires, mais également une reconstruction efficace des traces chargées issues de ces interactions. Pour cela un système hybride comprenant diverses technologies de sous détecteurs permet d'assurer une redondance maximale lors de la reconstruction de l'événement :

- **Le détecteur de vertex VTX** au centre, est constitué de 5-6 couches de détecteurs à pixels de silicium de géométrie cylindrique disposés de manière concentrique autour du point d'interaction : la résolution spatiale de l'ensemble sera de $2.8 \mu\text{m}$. Ce dispositif permet de reconstruire les vertex primaires d'interaction, mais également d'identifier les particules à long temps de vie tels que les quark b , c , et le lepton τ . Il se doit d'être relativement robuste vis à vis des radiations incidentes car on attend auprès de ce détecteur une dose intégrée de 1 kGy par an. Le budget de matière total de cet ensemble est inférieur à $0.2\% X_0$.
- **Deux détecteurs au silicium** englobent le détecteur de vertex. Les deux tonneaux du SIT sont composés de détecteurs à pistes de silicium assemblés par paires (pistes croisées) : ils permettent d'établir le lien entre le détecteur de vertex et la chambre à projection temporelle afin de repérer le point d'entrée de chaque particule dans cette dernière. Les deux tonneaux présentent la même épaisseur, pour un budget de matière total de $1.3\% X_0$. Les bouchons (FTD) prennent la forme de disques de pixels disposés à intervalles réguliers sur les tubes des faisceaux incidents (figure 1.5 (c)) : ils permettent d'améliorer la reconstruction pour des angles de propagation proches de l'axe du faisceau.
- **La chambre à projection temporelle TPC** permet de mesurer précisément l'impulsion des particules chargées. Lorsqu'elles traversent le volume de gaz présent dans l'enceinte de la TPC, ces particules ionisent le mélange pour former une série de *clusters* (~ 200 par trace suivant dE/dx). Les charges ainsi produites dérivent vers les bouchons du détecteur grâce à un champ électrique parallèle à l'axe du faisceau. Lorsqu'elles atteignent le bouchon, ces charges subissent un processus de multiplication par l'intermédiaire d'un montage de type *Micro-Pattern Gas Detectors* (MPGD). Deux solutions sont proposées à cet effet : la première est un assemblage de trois couches de *Gas Electron Multiplier* (GEM), la seconde est de type Micromégas. Pour lire les charges ainsi produites en optimisant la résolution spatiale, il est possible de recouvrir les carreaux de cuivre traditionnellement utilisées d'une couche résistive qui a pour but d'étaler les charges sur plusieurs carreaux : on reconstruira alors le barycentre des signaux adjacents pour connaître le point d'impact. Dans le cas du Micromégas il a été démontré expérimentalement que l'utilisation de cette technique permet d'obtenir à partir de carreaux de cuivre de $2,7 \times 7 \text{ mm}^2$, une résolution spatiale de $100 \mu\text{m}$ [51]. Une autre méthode est à l'étude afin de lire les charges issues du processus de multiplication : des pixels de silicium ($50 \times 50 \mu\text{m}^2$) fonctionnant de manière digitale. Cette solution permettrait d'obtenir une résolution spatiale encore meilleure en effectuant le comptage individuel des charges issues de la trace détectée. Cependant, ce système de lecture présente une forte dissipation thermique qu'il est indispensable de maîtriser pour rendre la solution viable. L'information bidimensionnelle ainsi obtenue est complétée par une donnée temporelle associée au

déclenchement de chaque cellule sur les plans sensitifs des bouchons. Ceci permet de reconstruire la trace de manière tridimensionnelle en prenant en compte la vitesse de dérive des *clusters* d'ionisation primaire. Le champ magnétique dispensé par la bobine supraconductrice qui englobe trajectographe et calorimètres permet de courber la trajectoire des particules issues de l'interaction afin de mesurer leur impulsion. Ce champ est colinéaire à l'axe de dérive des charges dans la TPC, de cette manière sa présence améliore la résolution spatiale des traces reconstruites en limitant la dispersion transverse des charges durant la dérive jusqu'aux bouchons. L'avantage d'une chambre à projection temporelle par rapport à un système de trajectographie au silicium, est sa capacité intrinsèque à produire des images très précises des interactions ayant lieu hors du détecteur de vertex à l'instar d'une chambre à bulles. On peut ainsi distinguer aisément au sein d'événements complexes les vertex secondaires pour les particules à long temps de vie (v_0 , particules SUSY), les *kinks*, et les particules rétro-diffusées. Le budget de matière radial de la TPC possède trois composantes : la cage de champ interne 1 % X_0 , le volume de gaz 1 % X_0 , et la cage de champ externe 3 % X_0 .

- **Un ultime couple de détecteurs au silicium** est accolé à la chambre à projection temporelle afin de connaître précisément le point de sortie des particules chargées. Ces détecteurs sont très importants, notamment pour les bouchons car le budget de matière de la paroi externe de la TPC qui contient le système de lecture est estimé à 15 % X_0 et peut donner lieu à des interactions. De la même manière que pour la partie centrale (SIT), le tonneau SET est composé de deux couches de senseurs à pistes de silicium pour un budget de matière de 1.3 % X_0 , les bouchons ETD utiliseront également le même type de senseurs au silicium sur trois couches : 1.95 % X_0 (figure 1.5 (b)).

Lors de la reconstruction de l'événement, les algorithmes établiront la correspondance entre les traces enregistrées dans la chambre à projection temporelle, et les impacts enregistrés dans les différents détecteurs au silicium pour une efficacité maximale (grâce à la forte redondance entre les détecteurs). La table 1.2 présente les caractéristique de la TPC seule, et celles du système complet de trajectographie tels que définies dans la lettre d'intentions [36].

Dimensions	$\phi = 3.6 \text{ m}, L = 4.3 \text{ m}$ (extérieur)
Budget de matière total	$\sim 8 \% X_0$ (tonneau) $\sim 19 \% X_0$ (bouchon)
Champ magnétique	$B = 3\text{-}4 \text{ T}$
Angle solide couvert	Jusqu'à : $\cos\theta \cong 0.98$
Résolution dE/dx	$\sim 5 \%$
Résolution sur l'impulsion (pour $B = 3.5 \text{ T}$)	$\delta(1/p_t) \sim 9 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-1} \times c$ pour la TPC seule $\delta(1/p_t) \sim 2 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-1} \times c$ (SET+TPC+SIT+VTX)
Performance	$> 97 \%$ d'efficacité pour la TPC seule $> 99 \%$ d'efficacité (SET+TPC+SIT+VTX)

TABLE 1.2 – Paramètres principaux du trajectographe de l'ILD [36].

Lors de la description du trajectographe nous avons insisté sur la notion de budget de matière. Il est défini par le nombre de longueurs de radiations X_0 présentes sur le parcours des particules : il dépend de la quantité de matière utilisée ainsi que de sa densité. Une longueur de radiation X_0 , représente l'épaisseur de matière nécessaire pour obtenir un facteur d'absorption des particules incidentes de $1/e$ par interaction électromagnétique : il est défini pour chaque type de matériau utilisé. Cette grandeur est utilisée également pour caractériser le pouvoir d'arrêt du calorimètre électromagnétique ECAL. Lorsqu'il s'agira de décrire l'herméticité du calorimètre hadronique HCAL nous utiliserons la notion de longueur d'interaction λ_I , qui est équivalente à celle de la longueur de radiation, appliquée cette fois-ci à l'interaction des hadrons. Les calorimètres électromagnétiques et hadroniques seront situés à l'intérieur de la bobine supraconductrice afin de minimiser le budget de matière non-instrumentée rencontrée par la particule en sortant du trajectographe.

2.2.2 Les calorimètres

La collaboration CALICE rassemble plusieurs projets de R&D qui visent à développer des technologies novatrices pour les mesures calorimétriques auprès des détecteurs ILD et SiD. Tous les candidats sont des calorimètres à échantillonnage : ils sont composés d'une succession d'absorbeurs en acier (HCAL) ou en tungstène (ECAL), entre lesquels sont disposés de minces plans de détection associés à une électronique de lecture embarquée. Ces détecteurs sont très finement segmentés tant latéralement que longitudinalement, il est alors possible d'appliquer une reconstruction par suivi de particules locale à l'intérieur même des gerbes d'interaction. Ceci permet d'appliquer un facteur de compensation en fonction de la topologie du dépôt énergétique enregistré. Cette technique de reconstruction permet également d'obtenir une très bonne séparation entre des dépôts qui parfois se recouvrent l'un et l'autre. La séparation est un élément clef pour permettre l'approche par suivi de particules globale : rappelons qu'il est nécessaire de pouvoir retirer les dépôts chargés pour étudier seulement les dépôts neutres auprès des calorimètres.

/Users/robertkiewer/Desktop/untitled folder

La table 1.3 synthétise les caractéristiques optimales pour le dimensionnement des calorimètres électromagnétique, et hadronique de l'ILD.

ECAL (tonneau)	R_{\min}	1847.4 mm
	Nombre de couches	20 fines + 9 épaisses
	Taille des cellules	5×5 à 10×10 mm ²
	Budget de matière	$23.6 X_0$ ($\simeq 2 \lambda_I$)
HCAL (tonneau)	Nombre de couches	48
	Taille des cellules	10×10 à 30×30 mm ²
	Budget de matière (ECAL + HCAL)	$6.86 \lambda_I$
	R_{\max}	3330 mm

TABLE 1.3 – Caractéristiques optimales pour les calorimètres de l'ILD [36].

Indépendamment du choix de la technologie de détection, une étude préliminaire a permis d'optimiser la granularité des détecteurs dans le cadre de la reconstruction de jets¹ par suivi de particules (PFA) (figure 1.6).

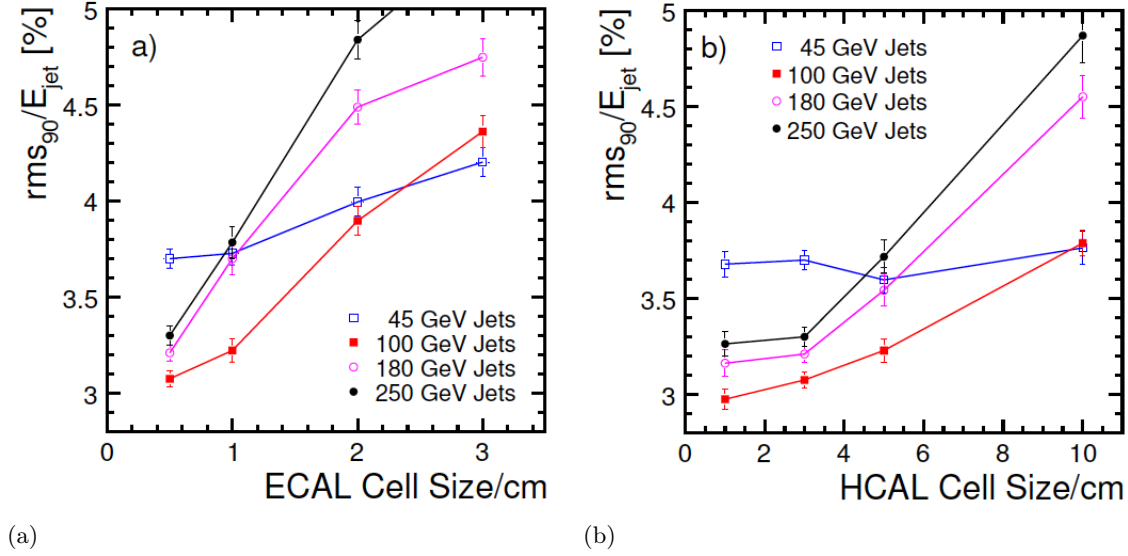


FIGURE 1.6 – (a) : Résolution en énergie des jets en fonction de la taille des cellules du ECAL (silicium-tungstène) [36]. (b) : Résolution en énergie des jets en fonction de la taille des cellules du HCAL [36].

Dans le cas du **calorimètre électromagnétique** (ECAL), plusieurs solutions technologiques sont proposées. La première met en oeuvre des tranches de silicium segmentées en cellules de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Chacune d'elles est composée d'une diode qui récolte les paires électron-trou créées lorsqu'une particule incidente traverse son volume sensible de silicium (épaisseur : $330 \text{ }\mu\text{m}$). Ce calorimètre est lui-même segmenté en deux parties de manière radiale. Les 20 premières couches de détection sont séparées par des plaques de tungstène de 2.1 mm, alors que les 9 couches suivantes sont séparées par des plaques de 4.2 mm. La surface de détecteur embarquée dans le ECAL est de 2500 m^2 , pour un total de 10^9 canaux de lecture. La seconde solution se propose de diminuer le nombre de canaux de lecture d'un facteur 100, en remplaçant les tranches de silicium par de petites briques de scintillateurs ($10 \times 45 \times 3 \text{ mm}^3$). Pour opérer la détection, ces cellules sont couplées à des capteurs photo-sensibles compacts MPPC. Les briques sont disposées dans la structure en tungstène de manière croisée sur des plans consécutifs (vertical/horizontal), afin d'obtenir une résolution effective de $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Enfin, une technologie utilisant des tranches de silicium pour une lecture de type digitale a également été proposée : les MAPS. Dans le cas digital, le traitement du signal est beaucoup plus simple : il est alors possible de segmenter le détecteur en pixels de $50 \times 50 \text{ }\mu\text{m}^2$ pour un total de 10^{12} canaux de lecture.

1. Un jet est un ensemble de particules issu du processus d'hadronisation d'un quark ou d'un gluon, cet ensemble de particules se propage généralement sous la forme d'un cône.

Parmi les propositions de **calorimètres hadroniques** (HCAL) développées au sein de la collaboration CALICE, on distinguera deux familles. De la même manière que pour le ECAL, dans chacun des cas nous aurons à faire à des calorimètres à échantillonnage dont les plans d'absorbeurs constitueront une structure auto-porteuse accueillant de minces plans de détection :

Le calorimètre hadronique analogique AHCAL est composé de plans de tuiles de plastique scintillantes de dimensions : $30 \times 30 \times 3 \text{ mm}^3$. Le dépôt d'énergie est converti en photons pour être ensuite enregistré à l'aide de photomultiplicateurs au silicium SiPM. Cette technique permet d'obtenir directement une très bonne résolution énergétique, malgré les effets de saturation liés au temps mort du détecteur. Mais les contraintes techniques et financières liées au traitement analogique du signal ne permettent pas de produire des cellules plus petites : la résolution spatiale sera ainsi limitée. Les photomultiplicateurs au silicium ont en outre besoin d'être régulièrement calibrés : un système permettant d'injecter une quantité connue de lumière dans les tuiles a été prévu à cet effet. Un prototype de AHCAL a été conçu il y a maintenant plusieurs années, et fut testé à plusieurs reprises sur faisceau ¹.

Les calorimètres digital DHCAL, et semi-digital SDHCAL, forment la deuxième famille de détecteurs à l'étude. Grâce à la lecture de type digitale, la granularité envisagée est presque dix fois supérieure à celle du AHCAL : cellules de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ pour un total de 50 millions de canaux. L'ensemble des concepts digitaux proposés mettent en oeuvre des détecteurs gazeux pour opérer la détection des particules chargées issues de la cascade hadronique. Le détecteur semi-digital SDHCAL que nous développons à cet effet est composé de chambres à plaques résistives de verre GRPCs : sa description fera l'objet du prochain chapitre. Le DHCAL américain utilise également des GRPCs couplés à une lecture uniquement digitale. Une variante du SDHCAL développée au LAPP d'Annecy propose d'utiliser des détecteurs Micro-Mégas en tant qu'élément sensible. La résolution énergétique directe de cette famille de détecteurs est inférieure à celle du concept analogique, mais nous comptons sur une meilleure résolution spatiale pour étudier la topologie des dépôts hadroniques et obtenir au final une résolution énergétique équivalente ou supérieure à celle du AHCAL. De plus dans le cas d'une lecture semi-digitale, l'utilisation de trois seuils de déclenchement par canal nous permettra d'évaluer le nombre minimal de particules ayant traversé chaque cellule.

Une série de calorimètres complémentaires seront disposés vers l'avant (proches de l'axe du faisceau) pour rendre le détecteur ILD plus hermétique, mais également pour mesurer la luminosité de l'accélérateur en temps réel : le LumiCal, le BeamCal, et le LHCAL. Ces détecteurs se doivent d'être rapides et très résistants aux radiations.

1. J'ai d'ailleurs participé à l'une de ces campagnes durant l'été 2007 au CERN.

2.2.3 Les chambres à muons

Nous avons maintenant introduit l'ensemble des sous détecteurs contenus dans l'aimant (*coil*). Pour terminer, rappelons que la structure métallique utilisée pour canaliser le retour de champ magnétique (*yoke*) est elle aussi instrumentée. Le type de détecteur qui sera utilisé à cet effet n'est pas encore défini. Il pourra s'agir de détecteurs développés pour le calorimètre hadronique, avec de plus grandes cellules afin de limiter le nombre de canaux nécessaires. Pour l'instant un prototype à base de barres de scintillateurs, le Tail Catcher Muon Trigger (TCMT), a déjà été testé sur faisceau en étant disposé à l'arrière du AHCAL. Ce détecteur présente un double intérêt : il permet tout d'abord d'identifier les muons de haute énergie issus de certain processus physiques, mais également d'agir comme une extension du calorimètre hadronique. En effet, lorsque les hadrons sont trop énergétiques, la cascade d'interactions peut déborder du calorimètre, ainsi que de l'aimant supraconducteur. D'autre part, certains hadrons peuvent parfois mettre du temps à interagir : ils entament alors un processus de cascade hadronique dans les dernières couches du calorimètre pour ensuite déborder de celui-ci. Plusieurs études ont montré que ce détecteur apporte une information complémentaire permettant d'améliorer la résolution énergétique globale de l'ILD de manière non négligeable.

2.3 Résolution en énergie avec le suivi de particules.

La résolution sur l'énergie des jets est un paramètre clef du détecteur ILD. En effet un grand nombre d'états finaux attendus mettent en jeu les bosons vecteurs W et Z se désintégrant sous forme d'un ou plusieurs jets. Ces bosons possèdent une masse reconstruite très proche : $m_Z/m_W = 1.13$. La résolution énergétique de l'ensemble du détecteur obtenue à l'aide du suivi de particules doit ainsi être comparable à la largeur naturelle de leur spectre de masse. Une étude préliminaire [23] a permis de fixer une contrainte concernant cette résolution afin de garantir le pouvoir de séparation entre ces deux types de bosons vecteurs (figure 1.7 (a-b)) : $30\%/\sqrt{E}$.

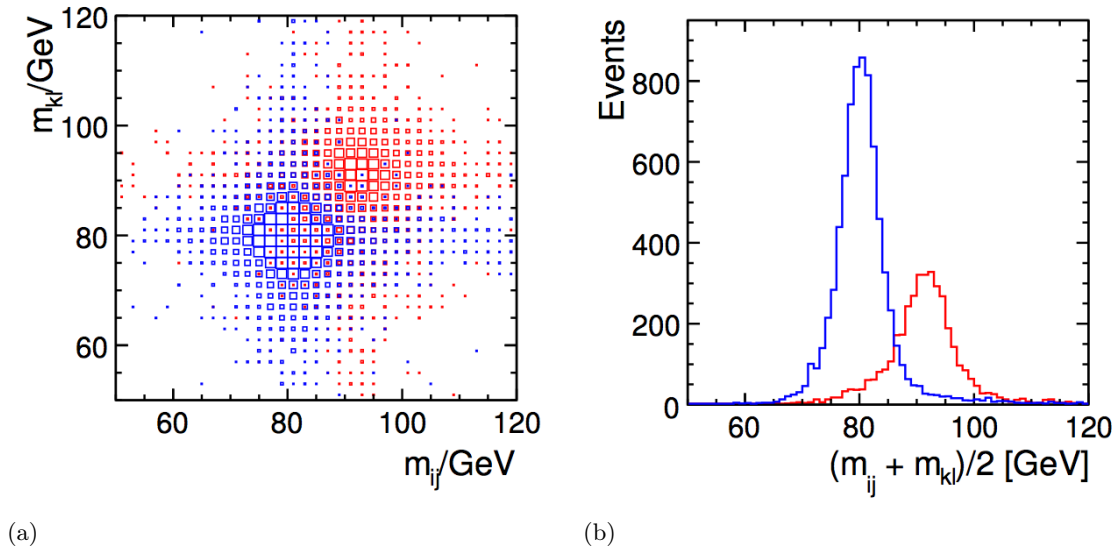


FIGURE 1.7 – (a) : Masses de di-jets reconstruites pour les meilleures associations de jets pour des événements $\nu_e \bar{\nu}_e WW$ (bleu), et $\nu_e \bar{\nu}_e ZZ$ (rouge) avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1$ TeV. (b) : Distribution de la masse reconstruite moyenne pour les di-jets précédemment introduits $(m_{ij} + m_{kl})/2.0$ [36].

La résolution énergétique sur les jets qui est obtenue avec une reconstruction par suivi de particules peut être paramétrisée par la somme quadratique suivante [36] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{21}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 0.7 \oplus 0.004E \oplus 2.1 \left(\frac{E}{100 \text{ GeV}} \right)^{0.3} \% \quad (1.1)$$

Le premier terme représente la contribution due à la résolution intrinsèque des calorimètres ; le second correspond à l'incertitude due à la reconstruction des traces dans le trajectographe ; le troisième terme est lié à la fuite de certaines cascades hadroniques hors des calorimètres ; le quatrième terme permet de prendre en compte la confusion qui peut avoir lieu lors de l'identification des dépôts énergétiques proches dans le cas de jets de haute énergie fortement boostés. Une très forte granularité auprès des calorimètres permettra de limiter la confusion grâce à des algorithmes de reconnaissance de formes adaptés.

2.4 Evaluation des performances physiques

Les performances du détecteur ILD ont été testées sur plusieurs processus physiques à l'aide d'une analyse par suivi de particules. Principalement sa sensibilité sur des analyses visant à mieux connaître le boson de Higgs ainsi que ses sections efficaces de production ; mais également pour la mise en évidence de particules supersymétriques. En outre, une partie importante du programme de physique de l'ILC concernera la physique du quark top. La reconstruction directe du processus $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, permettra de déterminer avec une précision accrue sa masse m_t ainsi que sa largeur Γ_t .

Quelques analyses spécifiques ont également été mises en oeuvre pour mettre à l'épreuve le pouvoir d'identification de l'ensemble du détecteur. C'est le cas de la reconstruction des événements $\tau^+\tau^-$ qui permet de tester la séparation entre des traces proches et des photons lors de la reconstruction des jets de τ . Le pouvoir de détection de la brisure forte de symétrie électrofaible par les processus de collision : $W^+W^- \rightarrow ZZ$, $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ a également été testé. Ces processus produisent l'état final $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e q\bar{q}q\bar{q}$. Une très bonne séparation entre la masse reconstruite des W^\pm et Z est nécessaire pour conduire à bien cette analyse.

L'ensemble de ces simulations ont été réalisées pour des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 250$ GeV et $\sqrt{s} = 500$ GeV. La statistique utilisée correspond respectivement à une luminosité intégrée de 250 fb⁻¹ et 500 fb⁻¹. La polarisation des faisceaux incidents est la suivante : $P(e^+, e^-) = (+30\%, -80\%)$. Bien entendu ces études mettent en oeuvre la simulation complète du détecteur, ainsi que la reconstruction complète des événements à l'aide de l'approche par suivi de particules. La table 1.4 présente de manière succincte les performances obtenues sur l'ensemble de ces analyses. Ces résultats pourront certainement être améliorés dans un avenir proche avec le développement d'algorithmes de reconstruction encore plus efficaces.

Analyse	\sqrt{s}	Observable	Précision	Commentaires
Masse de recul du Higgs	250 GeV	$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)$ m_H m_H	0.30fb(2.5%) 32 MeV 27 MeV	Indép. du Modèle Indép. du Modèle Dép. du Modèle
Décroissance du Higgs	250 GeV	$Br(H \rightarrow b\bar{b})$ $Br(H \rightarrow c\bar{c})$ $Br(H \rightarrow gg)$	2.7% 12% 29%	inclus 2.5% du processus $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)$
$\tau^+\tau^-$	500 GeV	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ A_{FB} (asymétrie) P_τ (polarisation)	0.29% 0.0025 0.007	$\theta_{\tau^+\tau^-} > 178^\circ$ $\theta_{\tau^+\tau^-} > 178^\circ$ Exclusion de $\tau \rightarrow a_1\nu$
Production de Gauginos	500 GeV	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$ $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0)$	0.6% 2.1%	Incertitude sur les bords de l'ajustement
		$m(\tilde{\chi}_1^\pm)$ $m(\tilde{\chi}_2^0)$ $m(\tilde{\chi}_1^0)$	2.4GeV 0.9GeV 0.8GeV	
$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$	500 GeV	$\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{t})$ m_t m_t Γ_t Γ_t A_{FB}^t (asymétrie)	0.4% 40 MeV 30 MeV 27 MeV 22 MeV 0.0079	$(bq\bar{q})(\bar{b}q\bar{q})$ seuls total hadronique seul + semi-leptonique total hadronique seul + semi-leptonique total hadronique seul
Smuons dans SPS1a'	500 GeV	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\mu}_L^+\tilde{\mu}_L^-)$ $m(\tilde{\mu}_L)$	2.5% 0.5 GeV	
Stau dans SPS1a'	500 GeV	$m(\tilde{\tau}_1)$	$0.1 \text{ GeV} \oplus 1.3\sigma_{LSP}$	
Collisions de WW	1 TeV	α_4	$-1.4 < \alpha_4 < +1.1$	
		α_5	$-0.9 < \alpha_5 < +0.8$	

TABLE 1.4 – Résumé des performances obtenues sur les analyses réalisées afin de prouver la validité du détecteur ILD [36].

2.5 Le détecteur silicium SiD

Ce concept présenté figure 1.3(b) met l'accent sur l'utilisation du silicium dans la majeure partie de ses sous détecteurs. Notamment dans le cas du trajectographe qui ne contient pas de chambre à projection temporelle, mais uniquement des couches de silicium concentriques : le budget de matière présent en amont des calorimètres sera donc plus important que dans le cas de l'ILD ($\simeq 10\%X_0$). Concernant la calorimétrie ce sont les mêmes détecteurs que ceux précédemment introduits qui sont proposés. Ce projet de détecteur est en quelque sorte notre concurrent étant donné que nous n'avons signé que la lettre d'intentions de l'ILD. Les paramètres principaux du détecteur sont donnés dans la table 1.5, pour plus d'informations sur ce concept veuillez vous reporter à la lettre d'intentions du SiD [12]

SiD (tonneau)	Technologie	Rayon interne	Rayon externe	Z maximum
Détecteur de vertex	Pixels de silicium	14	60	± 62.5
Trajectographe	Bandes de silicium	217	1221	± 1522
ECAL	Tungstène-Silicium	1265	1409	± 1765
HCAL	Digital RPCs	1417	2493	± 3018
Solénoïde	5 Tesla	2591	3392	± 2983
Retour de flux	RPCs	3402	6042	± 3033
SiD (bouchon)	Technologie	Z interne	Z externe	Rayon externe
Détecteur de vertex	Pixels de silicium	73	834	166
Trajectographe	Bandes de silicium	770	1643	1255
ECAL	Tungstène-Silicium	1657	1800	1250
HCAL	Digital RPCs	1805	3028	1402
Retour de flux	RPCs	3033	5673	6042
LumCal	Tungstène-Silicium	1580	1730	190
BeamCal	Tungstène-Silicium	2950	3200	144

TABLE 1.5 – Paramètres principaux du modèle de base du SiD (dimensions en mm) [12].

3 Le collisionneur linéaire compact CLIC

Une nouvelle technique d'accélération est actuellement à l'étude dans les laboratoires du CERN. Elle est basée sur un transfert d'énergie par pompage entre deux faisceaux colinéaires. Le premier présente un très fort courant d'électrons de basse énergie, ces particules traversent des cavités radiofréquences en les excitant fortement. Cette série de cavités est couplée par un guide d'ondes à une seconde série de cavités disposées sur le deuxième faisceau dont le courant est beaucoup plus faible. L'énergie d'un grand nombre d'électrons du faisceau primaire est ainsi transférée à quelques électrons du faisceau secondaire qui acquièrent ainsi une énergie pouvant atteindre 1.5 TeV. Cette technologie a l'avantage de fonctionner à température ambiante et permet de s'affranchir des difficultés qui incombent à la mise en place de systèmes cryogéniques. Pour l'instant ce projet n'est pas assez mature pour proposer une alternative concrète au projet ILC. Néanmoins plusieurs équipes commencent à étudier les performances des détecteurs ILD et SiD dans de telles conditions de fonctionnement : l'énergie dans le centre de masse pouvant atteindre 3 TeV il serait possible d'étudier une plus large gamme d'énergie auprès de cet accélérateur.

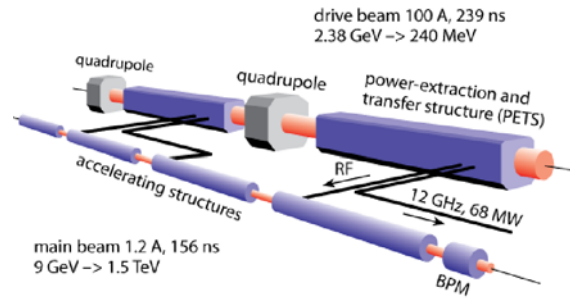


FIGURE 1.8 – Principe de transfert d'énergie par pompage pour le collisionneur CLIC.

Chapitre 2

Le calorimètre hadronique semi digital SDHCAL

La géométrie globale de l'ILD ayant été introduite, nous allons à présent étudier la proposition de calorimètre hadronique semi-digital développée au sein de notre collaboration. Nous nous attacherons tout d'abord à décrypter les mécanismes mis en jeu lors du développement de cascades hadroniques, ainsi que la composition et le profil des dépôts attendus. Ceci nous permettra d'appréhender la notion de calibration d'un calorimètre hadronique à échantillonnage. Nous verrons ensuite comment il est possible d'améliorer la mesure énergétique grâce à cette discipline nouvelle qu'est l'imagerie hadronique auprès de détecteurs hautement granulaires tel que le SDHCAL. Pour finir, nous mettrons en avant l'intérêt scientifique de ce projet, notamment dans le cadre de l'amélioration des modèles décrivant les mécanismes d'hadronisation utilisés par le programme de simulation GEANT4.

Contenu

1	Le développement d'une cascade hadronique	20
1.1	La fraction électromagnétique	22
1.2	La composante hadronique	22
1.3	Profil d'une cascade hadronique	24
2	Un calorimètre à échantillonnage	25
2.1	Calibration et compensation	25
2.2	Précurseurs de l'imagerie hadronique	26
2.3	Fluctuations et résolution	28
3	La détection au sein du SDHCAL	29
4	La géométrie du SDHCAL	30
5	Les défis technologiques	31
6	Améliorer la modélisation des mécanismes d'hadronisation . .	31

1 Le développement d'une cascade hadronique

Lorsqu'un hadron de haute énergie pénètre un milieu relativement dense, il interagit avec celui-ci pour donner naissance à une cascade hadronique (figure 2.2). Ce mécanisme de freinage est initié par des processus de haute énergie entre la particule incidente et les noyaux du milieu : produisant généralement plusieurs particules filles. Ces particules peuvent à leur tour interagir selon un grand nombre de processus (table 2.1). A chaque étape le nombre de particules augmente, et l'énergie de chacune d'entre elles est de plus en plus faible. Le premier processus qui prendra fin est la multiplication des hadrons (catégorie (i)) : il s'arrête dès que les particules ne possèdent plus l'énergie minimale nécessaire pour créer de nouveaux hadrons ($E \sim 2m_\pi = 0.28 \text{ GeV}$). Tour à tour, ce sont les processus dont la section efficace est plus forte à basse énergie qui prendront le relais pour stopper les différentes générations de particules filles. Le développement de la gerbe hadronique est terminé lorsque l'ensemble des particules produites auront été absorbées ou stoppées par ionisation.

Pour toutes les particules chargées de la gerbe modérément relativistes, l'équation de Bethe permet de modéliser avec une erreur inférieure à 1% la perte d'énergie moyenne par unité de distance dans différents matériaux (figure 2.1) :

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

Avec T_{\max} l'énergie cinétique maximum que peut emporter un électron au cours d'une collision, I le potentiel d'ionisation moyen du milieu, Z le numéro atomique, γ le facteur relativiste, et $\beta = v/c$.

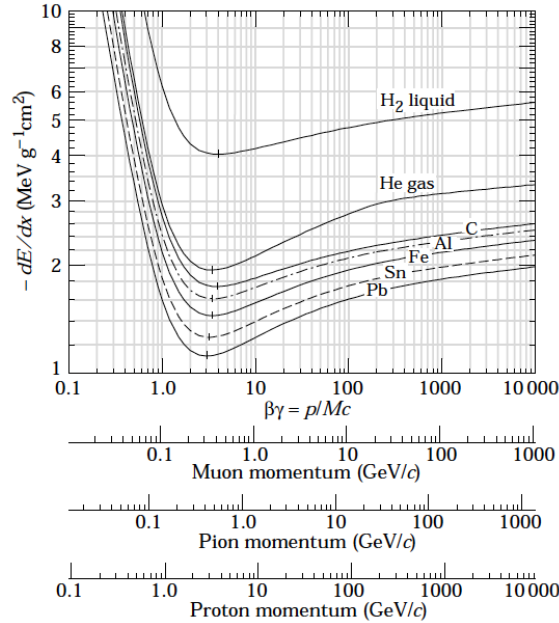
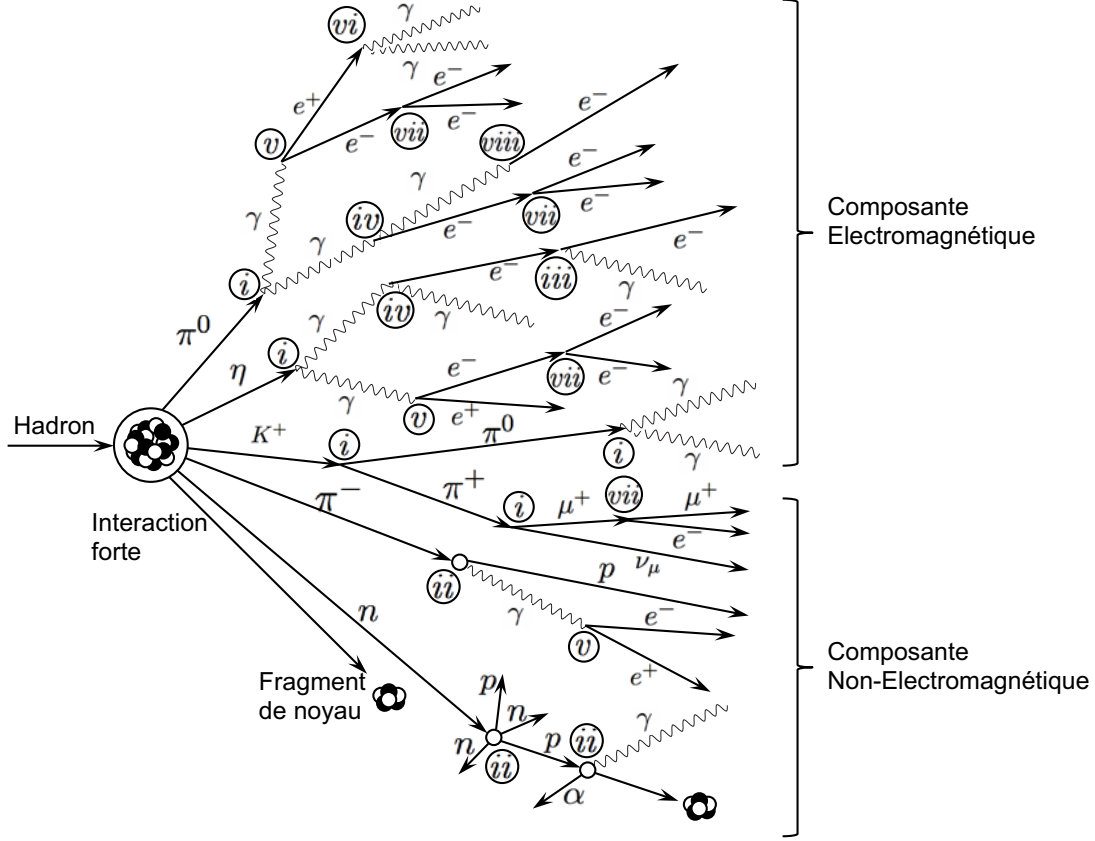


FIGURE 2.1 – Perte d'énergie moyenne par unité de distance pour plusieurs matériaux dont le fer qui compose notre calorimètre [31]. Les effets radiatifs qui peuvent apparaître pour les muons et les pions au-delà de $\beta\gamma = 1000$ ne sont pas pris en compte.

FIGURE 2.2 – Développement schématique d'une cascade hadronique dans un calorimètre. Note : Sur le schéma, par souci de lisibilité, la composante non-électromagnétique contient tout de même une part électromagnétique.



Processus physique	Interaction	Réaction
(i) Désintégration	Forte, Electrofaible	Selon processus (voir PDG [31])
(ii) Fragmentation & Spallation	Forte	$hadron + noyau \rightarrow \gamma, p, n, \alpha, fragments$
(iii) Bremsstrahlung	Electromagnétique	$e^- (+noyau) \rightarrow e^- + \gamma$
(iv) Compton	Electromagnétique	$\gamma + atome \rightarrow \gamma + e^- + ion$
(v) Production de paires	Electromagnétique	$\gamma_{dur} (+noyau) \rightarrow e^+ e^-$
(vi) Annihilation	Electromagnétique	$e^+ + atome \rightarrow 2\gamma + ion$
(vii) Ionisation	Electromagnétique	$part.charg. + atome \rightarrow part.charg. + e^- + ion$
(viii) Effet photo électrique	Electromagnétique	$\gamma_{mou} + atome \rightarrow e^- + ion$

TABLE 2.1 – Processus mis en jeu lors de l'interaction (figure 2.2). Dans les cas (iii) et (v) le noyau est spectateur. Dans les cas (iv), (vi), (vii), et (viii) l'atome est ionisé car un électron est détaché du cortège électronique. Dans le cas (ii), le noyau change de nature en perdant des nucléons (p, n, fragmentation).

1.1 La fraction électromagnétique

Sur la figure 2.2, on distingue deux composantes principales : la partie électromagnétique (e^- , γ), et la partie non-électromagnétique (le reste). On peut remarquer que dès lors qu'apparaît l'une des particules suivantes : π^0 , η , γ , e^- , la suite de la branche produit une cascade uniquement électromagnétique. Cependant, la fraction d'énergie électromagnétique f_{em} déposée par l'ensemble de la cascade fluctue énormément d'un événement à l'autre (pour une même particule incidente, et une même énergie) : ceci en raison de la nature stochastique du processus d'hadronisation. Par exemple, lors de la première collision entre le hadron et l'absorbeur $\sim 1/3$ des particules produites seront des π^0 , lors de la seconde étape de collision mettant en jeu les $2/3$ de hadrons restants, cette même règle sera appliquée pour donner $f_{\text{em}} = 5/9$. Après n étapes de multiplication des hadrons, la fraction électromagnétique moyenne peut être évaluée de la manière suivante :

$$\langle f_{\text{em}} \rangle = 1 - \left(\frac{2}{3} \right)^n \simeq \langle f_{\text{em}} \rangle = 1 - \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\langle k \rangle - 1} \quad (2.2)$$

La seconde équation propose une modélisation équivalente du phénomène : le facteur $\langle k \rangle = 0.80 - 0.87$ dépend logarithmiquement de la multiplicité moyenne des hadrons produits à chaque collision, et E_0 est l'énergie moyenne nécessaire pour produire un π^0 [31]. Toutefois, la multiplicité moyenne utilisée pour définir $\langle k \rangle$ dépend de l'énergie des particules à chaque génération. Cet effet introduit ainsi une seconde dépendance énergétique qui n'est pas prise en compte de manière explicite dans cette description. Globalement on pourra tout de même prédire que la fraction électromagnétique augmente avec le nombre de générations (multiplication des hadrons), et donc avec l'énergie de la particule incidente. Attention toutefois, dans le cas d'une cascade issue d'une collision primaire proton-nucléon la fraction électromagnétique sera en moyenne plus faible que pour le cas d'une collision pion-nucléon [7].

1.2 La composante hadronique

Concernant la partie non-électromagnétique, un plus grand nombre de réactions est possible. La table 2.2 rend compte de la répartition moyenne de cette énergie entre les différents processus de freinage. Ces valeurs sont données pour un calorimètre hadronique à échantillonnage composé de fer.

Ionisation par les pions	21%
Ionisation par les protons	53%
<i>Ionisation totale</i>	<i>74%</i>
Pertes par liaisons nucléaires	16%
Recul des noyaux	5%
Energie cinétique des neutrons	5%
<i>Energie invisible totale</i>	<i>26%</i>

TABLE 2.2 – Répartition des dépôts d'énergie pour les composants non-électromagnétiques d'une cascade hadronique dans le cas d'un calorimètre à échantillonnage utilisant le fer en tant qu'absorbeur.

Deux effet majeurs viendront entacher la mesure de la composante hadronique :

Une fraction de l'énergie hadronique est invisible : elle est due à la capture nucléaire stable d'une partie des neutrons et des protons produits dans la cascade. De plus, une partie de l'énergie hadronique est également perdue par le recul de noyaux lors de certaines interactions. Ce phénomène n'est pas détectable auprès des calorimètre hadroniques conçus pour la physique des hautes énergies à l'heure actuelle.

Une seconde fraction de l'énergie est déposée avec du retard : les neutrons issus des processus de spallation et d'évaporation ont besoin d'être thermalisés avant de pouvoir se lier avec un noyau. Contrairement au cas précédent, si le noyau obtenu est dans un état excité, il pourra émettre un γ de haute énergie, qui donnera naissance à une cascade électromagnétique. Ce noyau pourra également fissionner, ou évaporer des α , p , n de basse énergie. Le processus complet de désexcitation dure en moyenne 200 ns, alors que le temps de développement moyen de la cascade hadronique est de 17 ns (figure 2.3). Selon la fréquence d'échantillonnage utilisée, et le régime d'acquisition, ce dépôt d'énergie retardé peut s'avérer difficile à mesurer.

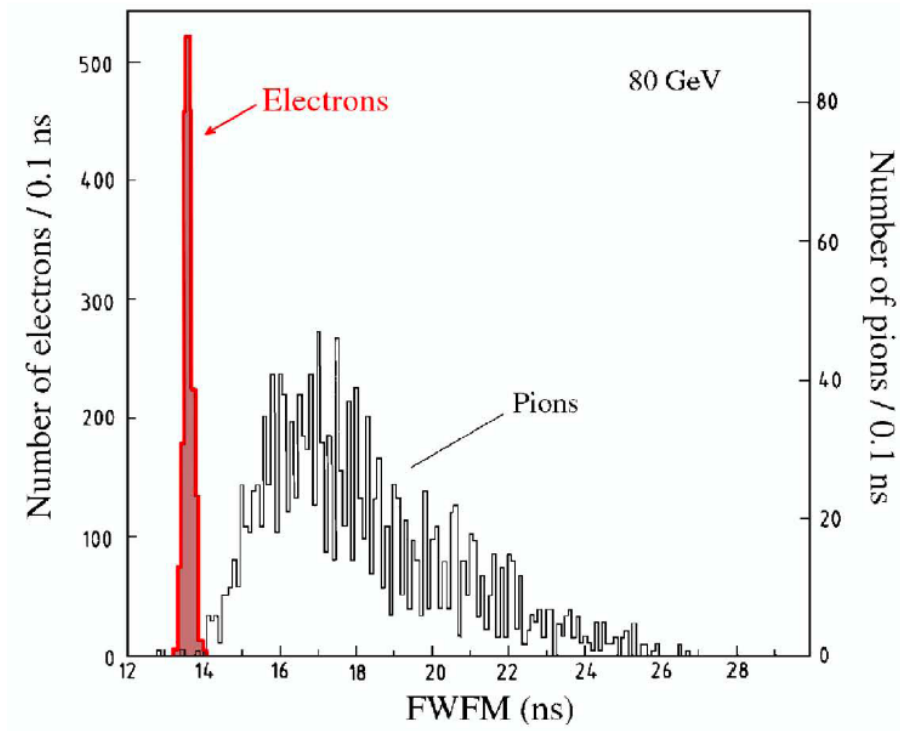


FIGURE 2.3 – Distribution de la largeur complète à un cinquième du maximum (FWFM) de la durée du développement d'une cascade : pour des interactions d'électrons et de pions de 80 GeV dans le calorimètre SPACAL de l'expérience H1 à DESY.

1.3 Profil d'une cascade hadronique

L'extension spatiale des gerbes hadroniques est principalement déterminée par la longueur d'interaction nucléaire λ_I du matériau traversé¹, ainsi que par l'énergie de la particule incidente. En effet la longueur de radiation X_0 qui caractérise les dépôts de la composante électromagnétique de la cascade est relativement faible. La table 2.3 résume ces propriétés pour des matériaux couramment utilisés lors de la conception de calorimètres hadroniques. Actuellement notre calorimètre emploie le fer en tant que matériau absorbant, mais l'utilisation de tungstène dont le pouvoir d'arrêt est plus élevé est envisagé dans le cas d'un scénario de type CLIC mettant en jeu une énergie plus grande lors de la collision. Cependant le tungstène est un matériau relativement cher. Cette solution reste donc une option : elle a tout de même été testée cette année auprès du calorimètre hadronique AHCAL.

Matériau	Z	Densité [g.cm ⁻³]	X_0 [mm]	λ_I [mm]		$(dE/dx)_{MIP}$ [MeV.cm ⁻¹]
				π^\pm	p,n	
Aluminium	13	2.70	88.8	506	397	4.35
Fer	26	7.87	17.6	204	167	11.4
Cuivre	29	8.6	15.6	185	153	12.6
Tungstène	74	19.3	9.3	113	99	22.1
Plomb	82	11.3	16.	199	175	12.7
Uranium	92	18.95	10.1	124	110	20.5

TABLE 2.3 – Propriétés des matériaux utilisés en tant qu'absorbeurs. Les longueurs d'interaction sont données pour des particules incidentes de 200 GeV [31].

Sur la figure 2.4 on peut observer le profil du dépôt hadronique de manière longitudinale (a), et radiale (b). Ces profils de gerbes ont été enregistrés auprès de deux types de calorimètres hadroniques pour différentes énergies de pions incidents (cf. légende). Le profil longitudinal des gerbes permet d'évaluer le nombre de longueurs d'interaction nécessaires pour arrêter des particules incidentes d'une certaine énergie. Dans le cas où la gerbe n'est pas contenue, un profil simulé est utilisé pour évaluer la quantité d'énergie qui s'échappera du calorimètre (*leakage*). Le profil radial met en avant la présence d'un coeur d'interaction électromagnétique au centre de la cascade. En effet la longueur de radiation étant plus faible que la longueur d'interaction, la composante électromagnétique de la cascade reste confinée en son centre.

1. λ_I correspond à la distance moyenne nécessaire pour réduire le nombre de particules relativistes chargées d'un facteur $1/e$ lorsqu'elles traversent un matériau.

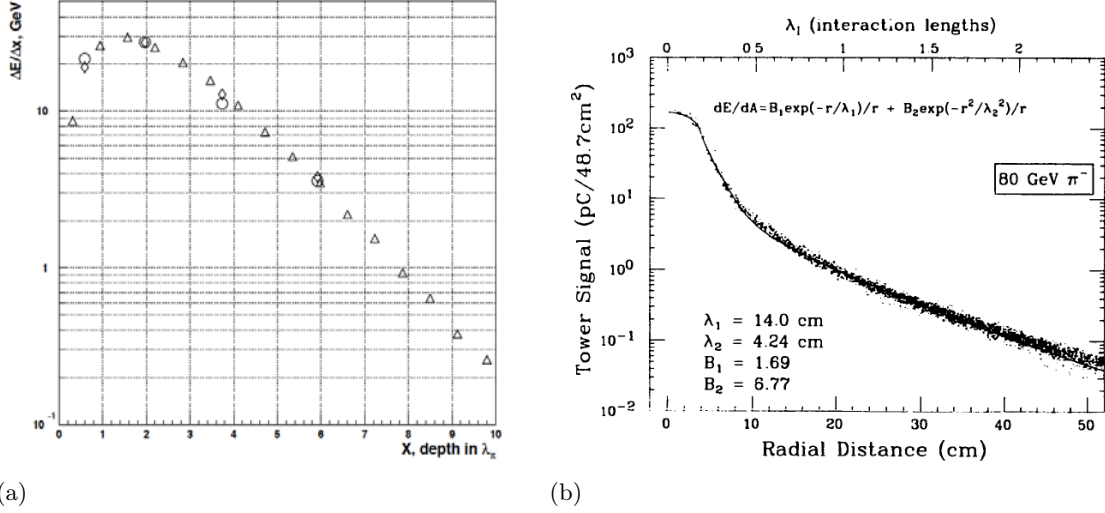


FIGURE 2.4 – (a) : Profil du dépôt d'énergie longitudinal pour des pions de 80 GeV dans le calorimètre hadronique de l'expérience ATLAS (fer/scintillateur), en fonction du nombre de longueurs d'interactions traversées; cercles vides - données ATLAS, triangles vides - données de calorimètre conventionnelles, diamants - prédictions Monte-Carlo [25]. (b) : Profil du dépôt d'énergie latéral pour des pions de 90 GeV pénétrant dans un calorimètre composé de plomb et de fibres scintillantes orientées longitudinalement (données et ajustement). [5]

2 Un calorimètre à échantillonnage

Le calorimètre à échantillonnage a déjà été introduit précédemment, rappelons qu'il est constitué d'un assemblage de détecteurs et de couches de matériau absorbant. Les calorimètres de ce type sont généralement caractérisés par la fraction d'échantillonnage (*sampling fraction*) qui correspond au rapport de la quantité d'énergie déposée dans les couches instrumentées, sur celle de l'énergie totale du dépôt dans le calorimètre. La fraction d'échantillonnage peut varier faiblement avec le nombre de longueur d'interactions traversées. En effet, la quantité d'énergie déposée dans chaque couche peut dépendre de l'énergie des particules (de la cascade) puisqu'elles ne sont généralement pas des particules de minimum d'ionisation (MIP) (cf. Bethe eq. 2.1). Si tel est le cas, on pourra utiliser un facteur de calibration adapté pour chaque couche de détecteur le long du développement de la gerbe.

2.1 Calibration et compensation

L'objet du processus de calibration est de trouver la relation entre le signal enregistré et l'énergie déposée dans le calorimètre à échantillonnage. On l'obtiendra en étudiant des événements simulés, ainsi que des données prises sur un faisceau auprès d'un prototype physique de calorimètre. Dans la première partie de ce chapitre nous avons vu qu'une partie de la composante hadronique dépose de l'énergie de manière non-ionisante (invisible) : ceci aura pour effet de dégrader la réponse hadronique (h) du calorimètre. La réponse électromagnétique (e) est bien souvent meilleure, elle dépend principalement du nombre de longueurs de radiations X_0 que représente chaque couche d'absorbant.

Le rapport des réponses h/e ne peut pas être mesuré directement auprès du détecteur, on l'obtient donc en comparant la réponse du calorimètre pour des pions, à celle obtenue pour des électrons de même énergie :

$$\frac{\pi}{e} = \frac{e \langle f_{\text{em}} \rangle + h(\langle f_{\text{em}} \rangle - 1)}{e} \quad (2.3)$$

Avec l'équation 2.2 on obtient :

$$\frac{\pi}{e} = 1 - \left(1 - \frac{h}{e}\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\langle k \rangle - 1} \quad (2.4)$$

Si le rapport $h/e \neq 1$, la réponse du calorimètre est non-linéaire car elle dépend de l'énergie de la particule incidente : le calorimètre aura donc besoin d'être compensé pour corriger cet effet. En pratique, deux méthodes peuvent permettre de compenser un calorimètre hadronique.

La compensation matérielle, consiste à utiliser des matériaux absorbants de haut Z ce qui a pour effet de limiter la réponse e , en confinant au mieux les cascades électromagnétiques au sein des absorbeurs. On peut également ajouter dans le calorimètre des matériaux riches en hydrogène afin de tirer un meilleur profit énergétique des neutrons. Enfin, on peut également concevoir un calorimètre homogène dont la fraction d'échantillonnage est de 100%. Dans ce cas précis, le volume complet du calorimètre est sensible au dépôt d'énergie, et le rapport h/e tend vers l'unité (ex : Le calorimètre ZEUS [59]).

La compensation logicielle, est appliquée hors ligne lors de la reconstruction. Cette compensation est le résultat d'une analyse topologique précise du dépôt et nécessite une segmentation élevée du calorimètre tant latérale que radiale. C'est cette approche qui sera mise en oeuvre auprès de notre calorimètre semi-digital.

2.2 Précurseurs de l'imagerie hadronique

Nous avons introduit dans le chapitre précédent la notion d'analyse par suivi de particules. Cette technique de reconstruction est appliquée de manière globale sur l'ensemble du détecteur ILD, mais également de manière locale à l'intérieur des calorimètres de l'expérience. Cette discipline nouvelle vise à identifier chaque composant de la cascade d'interactions : c'est pourquoi nous parlons ici d'imagerie hadronique. L'analyse topologique des événements va tout d'abord nous permettre de séparer les dépôts énergétiques, avec des algorithmes de *clusterisation*. Des algorithmes de reconstruction de traces tels que la transformée de Hough, et le filtre de Kalman permettront d'améliorer la séparation grâce à la reconstruction des traces chargées.

Pour chaque *cluster* isolé, nous utiliserons comme point de départ une évaluation directe du dépôt énergétique visible par comptage naïf des cellules touchées. Notre calorimètre étant semi-digital on disposera tout de même de trois seuils de déclenchement auxquels seront affectés des poids afin d'obtenir une mesure énergétique plus précise :

$$E = aN_{\text{Seuil1}} + bN_{\text{Seuil2}} + cN_{\text{Seuil3}} \quad (2.5)$$

Les poids utilisés sont optimisés à l'aide d'un réseau de neurones entraîné sur des données simulées en utilisant les seuils de discrimination suivants : 0.2 MIP, 5 MIP, 10 MIP. Grâce à ces trois seuils, on limite également l'effet de saturation digitale qui peut avoir lieu à haute énergie dans le cas d'une mesure à un seul seuil [6].

Une fois la mesure d'énergie visible réalisée, une seconde étude topologique va nous permettre d'évaluer la quantité d'énergie hadronique invisible, et ainsi de compenser notre mesure. Pour cela, il est nécessaire d'estimer la fraction électromagnétique du *cluster*.

- Un estimateur de ce type peut être obtenu en superposant sur le *cluster* un « arbre couvrant de poids minimal » (*Minimum Spanning Tree*). Cet objet issu de la théorie des graphes permet d'obtenir l'équivalent d'une carte de densité de la cascade.
- La dimension fractale calculée sur le *cluster* est elle aussi corrélée à la fraction électromagnétique :

$$D = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\epsilon)}{\log 1/\epsilon} \quad (2.6)$$

$N(\epsilon)$ est le plus grand nombre de points de la courbe successivement équidistants d'une longueur donnée (x_k tels que $|x_{k+1} - x_k| = \epsilon$). A titre d'exemple, voici le calcul de la dimension fractale dans le cas d'un triangle de Sierpinski figure 2.5.

$$D = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\epsilon)}{\log 1/\epsilon} = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{\log 3^k}{\log 2^k} = \frac{\log 3}{\log 2} \simeq 1.585 \quad (2.7)$$



FIGURE 2.5 – Triangle de Sierpinski obtenu en divisant récursivement la structure originale.

Ces deux variables corrélées à la fraction électromagnétique seront injectées dans un réseau de neurone qui se chargera de déterminer la compensation énergétique à appliquer. Ce réseau de neurone sera entraîné à l'aide de données simulées, et de données réelles issues de tests sur faisceau.

Notons que la dimension fractale pourra aussi être utilisée comme signature pour identifier les particules incidentes responsables du dépôt calorimétrique (figure 2.6).

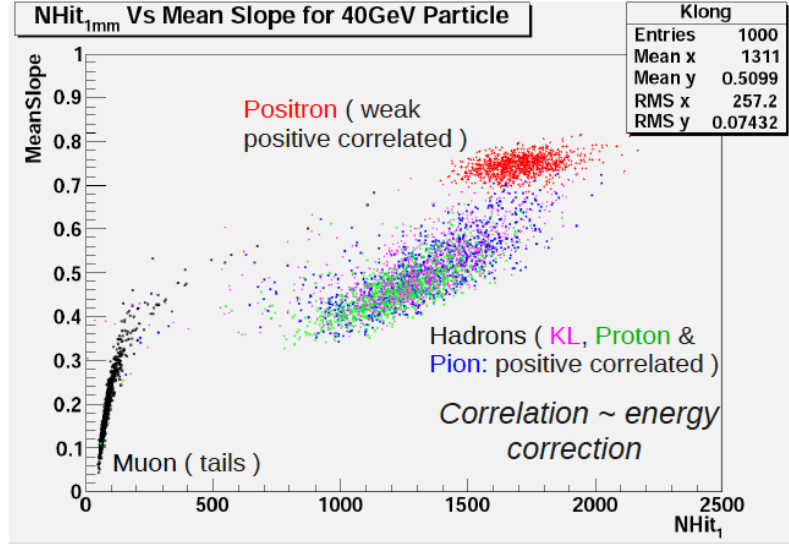


FIGURE 2.6 – Corrélation entre la dimension fractale, et le nombre de cellules touchées dans le cas d'un SDHCAL de granularité 1 mm^2 (Manqi Ruan LLR)

2.3 Fluctuations et résolution

La nature stochastique du développement de la cascade hadronique entraîne une limite physique sur la résolution énergétique qu'il est possible d'obtenir auprès d'un calorimètre à échantillonnage. En effet, les fluctuations de la fraction électromagnétique f_{em} sont non-gaussiennes, et leur amplitude est loin d'être négligeable. De même, la quantité d'énergie hadronique déposée sous forme visible est soumise à d'importantes fluctuations. Ces deux sources d'incertitudes sont représentées par le premier terme de l'expression caractérisant la résolution énergétique sur les jets introduite précédemment (que nous rappelons ici pour plus de commodité cf. eq. 1.1).

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{21}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 0.7 \oplus 0.004E \oplus 2.1 \left(\frac{E}{100 \text{ GeV}} \right)^{0.3} \% \quad (2.8)$$

Le premier terme inclut également l'effet de la présence de matériel en amont du calorimètre pouvant conduire à une interaction préliminaire (ECAL). Par exemple l'échange de charge $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ dont la probabilité d'occurrence est de 1%, conduit au développement d'une gerbe dont la fraction électromagnétique sera proche de 100%, alors que le trajectographe aura identifié une particule chargée.

Pour des raisons similaires, le profil longitudinal de chaque événement peut être soumis à d'importantes fluctuations. A haute énergie, la cascade pourra éventuellement déborder du calorimètre hadronique. Cet effet est pris en compte par le troisième terme : il représente l'incertitude liée aux fluctuations de l'échappement d'énergie (*leakage*). Cependant, un très bon suivi de particules global devrait permettre d'améliorer ce terme. Notamment grâce

aux chambres à muons disposées à l'extérieur du solénoïde : elles pourront nous permettre de reconstruire une partie des gerbes ayant fortement débordé (cf. 2.2.3 page 13).

Pour finir, la qualité des algorithmes d'agglomération et de reconnaissance de formes sera garante de la séparation entre les dépôts énergétiques (*clusters*). Le terme de confusion (4^{em}) quantifie l'erreur induite par mauvaise association entre traces et dépôts chargés, mais également la qualité de la séparation entre les dépôts eux-mêmes. Sa contribution augmente avec l'énergie car les jets obtenus sont de plus en plus collimatés et les dépôts énergétiques se recouvrent.

Nous pouvons en conclure que l'essentiel des contributions sur la dégradation de la résolution des jets a pour origine la calorimétrie : le terme issu de la mesure énergétique des particules chargée par le trajectographe apporte en effet une contribution mineure. C'est là tout l'intérêt de la reconstruction par suivi de particules. Dans le cas d'une reconstruction traditionnelle, $\sim 60\%$ de l'énergie des jets est mesurée par le calorimètre hadronique : ceci dégrade fortement la résolution énergétique ($E_{jet} = E_{ECAL} + E_{HCAL}$). Dans le cas de l'approche par suivi de particules seul les dépôts neutres sont mesurés par le calorimètre, soit $\sim 10\%$ de l'énergie des jets ($E_{jet} = E_{traces} + E_{\gamma} + E_{neutre}$), l'impact des fluctuations d'origine calorimétriques est ainsi fortement diminué et la résolution énergétique sera bien meilleure.

3 La détection au sein du SDHCAL

Nous avons choisi d'utiliser des détecteurs gazeux à plaques résistives de verre (GRPC), afin d'instrumenter notre calorimètre hadronique. Ce type de détecteur peut être produit à très faible budget, et il est relativement efficace. Le système de lecture est directement apposé sur la chambre de détection et fait partie intégrante des modules de détection. Le calorimètre est donc composé d'une alternance de couches instrumentées de 6 mm, et de couches d'absorbeurs en acier de 25 mm. Le GRPC utilise une épaisseur de gaz très fine (1.2 mm) afin de détecter le passage des particules chargées par ionisation, la fraction d'échantillonnage est donc très faible ($\ll 1$). La mesure de l'énergie déposée par ionisation dans chaque cellule importe peu : nous désirons seulement disposer d'un système de détection très efficace et finement segmenté (1 cm^2), afin d'enregistrer les coordonnées du passage de chaque particule entre les couches consécutives d'absorbeur avec une précision $\lesssim 1 \text{ cm}$. Grâce à cette très haute granularité, le simple comptage des cellules touchées permettra d'obtenir une estimation réaliste du dépôt d'énergie visible tel que décrit précédemment (eq. 2.5). Le développement des détecteurs GRPCs ainsi que de l'électronique de lecture associée constitue l'essentiel de mon travail de thèse et fera l'objet des prochains chapitres de ce manuscrit.

4 La géométrie du SDHCAL

Le calorimètre hadronique de l'ILD a été dessiné de manière à former une structure auto-porteuse. L'idée étant d'assembler les plans d'absorbeur afin de constituer des modules compacts accueillant en leur sein les unités de détection. Ces modules sont ensuite assemblés entre eux pour former le tonneau et les deux bouchons. De cette manière on limite l'apport de matériaux de structure complémentaires pour un résultat plus homogène et plus facile à modéliser dans le cadre de la simulation et de la reconstruction. Deux géométries sont proposées pour le calorimètre hadronique de l'ILD (figure 2.7) [36].

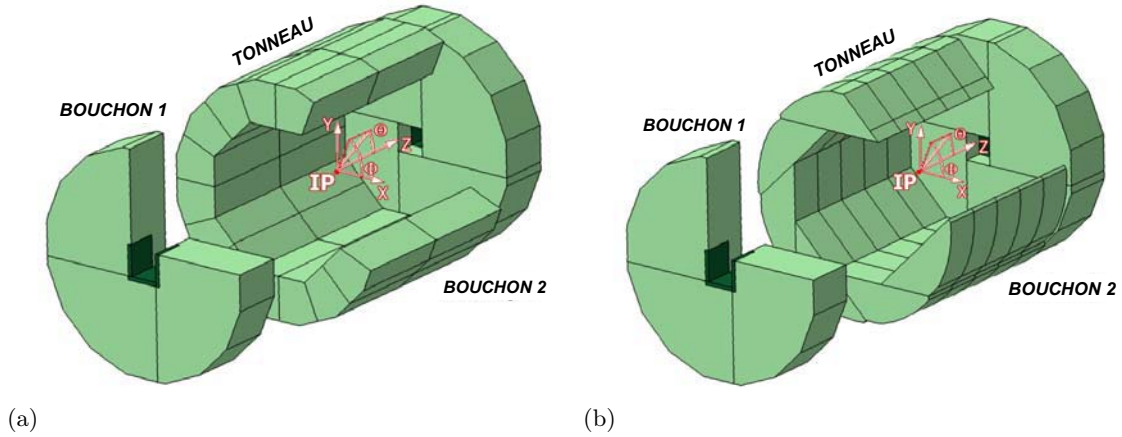


FIGURE 2.7 – (a) : Géométrie Classique (b) : Géométrie « Videau ».

La première géométrie est labélisée « Classique », elle a été proposée en tant que solution par défaut par l'équipe ayant développé le calorimètre hadronique analogique AHCAL. Le tonneau comporte 32 modules identiques, et chaque bouchon est sous-divisé en quatre modules.

La seconde géométrie a été proposée plus récemment par le physicien français Henri Videau, et fut rapidement intégrée dans les modèles de simulation. Le tonneau comporte 40 modules, et les bouchons sont identiques à ceux de la géométrie « Classique ».

C'est la géométrie « Videau » qui est d'après nous la plus appropriée pour le calorimètre hadronique de l'ILD. Cette géométrie est plus hermétique, notamment sur le plan $Z = 0$ qui correspond au point de collision des faisceaux incidents (IP). En effet, dans le cas de la géométrie dite « Classique » ce plan correspond à l'interstice entre les modules de détection. D'autre part, lorsqu'on considère la propagation radiale de particules neutres, la géométrie « Videau » permet d'éviter la présence de lumières (*cracks*) entre les modules du tonneau.

5 Les défis technologiques

Le calorimètre hadronique semi-digital SDHCAL est un projet ambitieux qui présente un nombre important de défis concernant sa conception. Les enjeux principaux sont : la séparation et l'identification des jets, pour une résolution énergétique inférieure à $30\% \sqrt{E}$.

Afin de limiter les zones mortes, nous allons utiliser des chambres de détection dont les dimensions atteignent ($2 \times 1 \text{ m}^2$). Un schéma de distribution de gaz a été imaginé afin d'assurer un renouvellement optimal du mélange gazeux à l'intérieur de chaque chambre. Cette astuce nous permet d'injecter, et d'extraire le gaz sur le même flanc du détecteur. De même, les connecteurs utilisés pour alimenter les cartes de lecture et en extraire l'information doivent être disposés sur un seul bord de la carte. Nous utiliserons pour parvenir à cet objectif un système de lecture chaînée (cf. Chapitre 4). De cette manière tous les services du tonneau seront acheminés en utilisant l'interstice de quelques centimètres présent entre le calorimètre et la bobine supraconductrice.

La dissipation thermique des 50 millions de canaux de lecture du SDHCAL est également une contrainte importante : d'autant plus que nous ne désirons pas utiliser un système de refroidissement actif qui pourrait dégrader l'homogénéité du calorimètre. Pour cela nous avons mis en place un mécanisme d'alimentation pulsée qui permet de diminuer d'un facteur 200 la puissance dissipée par l'électronique de lecture (cf. Chapitre 6).

L'ensemble des solutions proposées doit être testé auprès d'un démonstrateur. Ce projet a donc fait l'objet d'un ANR blanc, qui nous a permis de financer la construction d'un prototype physique de 1 m^3 . A l'issue de ce test nous pourrions valider le concept du SDHCAL auprès de la commission en charge de la sélection des sous-détecteurs qui prendront place dans l'expérience ILD.

6 Améliorer la modélisation des mécanismes d'hadronisation

Lorsque l'on désire proposer un nouveau concept de calorimètre, il est essentiel de procéder à des analyses préliminaires de sensibilité et de résolution. Pour ce faire, on utilise des outils de simulation de type Monte Carlo afin de produire les événements physiques tels qu'attendus dans la future expérience. On évalue alors les performances du futur détecteur auprès de plusieurs canaux physiques. La qualité de la modélisation des processus d'hadronisation est un enjeu majeur dans le cas du développement d'un calorimètre hadronique tel que le nôtre. De plus ces simulations seront également utilisées pour procéder à la calibration du détecteur une fois conçu (tel que décrit précédemment).

Le programme de simulation de GEANT4 rassemble un grand nombre de section efficaces ainsi qu'une quantité de modèles physiques afin de simuler les interactions de tout type de particules avec la matière : depuis le domaine d'énergie thermique (pour les neutrons) jusqu'au domaine du TeV [10]. Plusieurs modèles sont nécessaires pour couvrir l'ensemble des processus physiques lors de la simulation, la transition entre les modèles est également un point critique. Certains modèles ont pour avantage de consommer moins de temps de calcul au prix d'une précision inférieure. La figure 2.8 recense la majeure partie de ces modèles sous la perspective de la gamme d'énergie applicable.

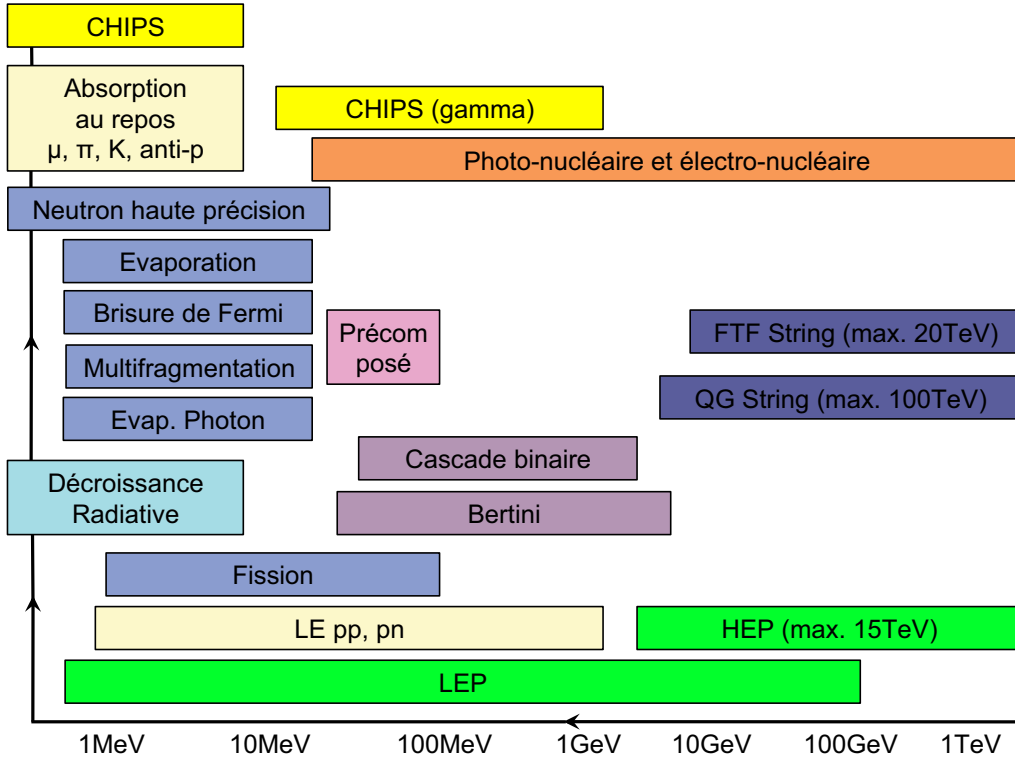


FIGURE 2.8 – Inventaire des modèles disponibles dans le programme GEANT4 en fonction de l'énergie des particules incidentes [10].

On distingue trois types de processus lors de la collision d'un hadron de haute énergie avec un noyau : la collision élastique, dans laquelle le noyau de recul n'est pas excité ; la collision quasi-élastique, dans laquelle le noyau de recul est excité et se désexcitera ensuite par des processus nucléaires classiques ; et la production de particules multiples lorsque de nouvelles particules sont créées au cours de l'interaction. A haute énergie $E \geq 20 \text{ GeV}$, ce sont les modèles Quark-Gluon String (QGS) et les modèles de type Fritiof String (FTF) qui permettent au programme de travailler avec des sections efficaces d'interaction obtenues de manière théorique. Ces modèles simulent le processus d'hadronisation en décrivant l'interaction entre les tubes de couleur du projectile et de la cible : lorsqu'un tube de couleur s'étend, son énergie potentielle augmente linéairement avec sa longueur (1 GeV/fm). Lorsque l'énergie potentielle devient trop forte, le tube finit par se fragmenter pour produire une nouvelle paire de quark et d'anti-quark. Si l'énergie est suffisante, le phénomène se reproduira auprès des deux hadrons résultants, *etc.* Le processus s'arrêtera lorsque tous les hadrons produits seront sur leur couche de masse [8].

Aux énergies intermédiaires ($100 \text{ MeV} < E < 10 \text{ GeV}$), deux modèles de cascades intra-nucléaires sont proposés : le premier modèle utilise l'approche de Bertini. Il est applicable lorsque la longueur d'onde de De Broglie (de la particule incidente) est comparable à la distance moyenne intra-nucléon dans le noyau. Dans ce cas une description de l'interaction en terme de collision particule-particule est justifiée. Le second modèle est appelé « modèle de la cascade binaire » ses fondements sont principalement issus de la physique nucléaire et non de la physique hadronique. Chacun de ces modèles simule donc une inter-

action qui a lieu dans le noyau, et produit des particules secondaires de haute énergie en laissant généralement le noyau dans un état excité.

Plusieurs modèles peuvent être utilisés pour décrire la phase de désexcitation des noyaux à hautes et basses énergies, les deux principaux sont le modèle "Précomposé" (Precompound), et le modèle Chiral Invariant Phase Space (CHIPS). Ces programmes simulent tout d'abord la décroissance des excitons, puis ensuite un ou plusieurs processus tels que : la fission, la multifragmentation, l'évaporation, ainsi que la brisure de Fermi pour les noyaux légers. Le modèle CHIPS se charge éventuellement de traiter la réabsorption par le noyau des particules émises avec une très faible énergie, et peut aussi être utilisé pour stopper les particules de basse énergie par capture. Il décrit également les processus d'interaction photo-nucléaires et électro-nucléaires sur une large gamme d'énergies. Des processus complémentaires sont intégrés à Geant4 pour gérer les projectiles de basse énergie ($E < 20$ MeV) : notamment des processus neutroniques de haute précision, et des codes de photo-évaporation utilisant des bibliothèques de données physiques.

Historiquement c'est les modèles Low Energy Parametrized (LEP) et High Energy Parametrized (HEP), qui rassemblaient l'ensemble des processus de manière paramétrisée. Ils sont issus de la suite de programmes hadroniques GEISHA traduits du fortran au C++ avec au passage quelques améliorations.

En pratique, ce sont des assemblages de modèles théoriques et de modèles paramétrisés à partir de données réelles qui sont proposés à l'utilisateur sous la forme de listes physiques. L'utilisateur peut donc choisir parmi plusieurs listes pour réaliser sa simulation, notamment entre celles qui utilisent les modèles les plus réalistes dans la gamme d'énergie et pour le processus qu'il désire étudier. La liste physique de référence actuellement utilisée pour la simulation auprès de l'ILD est nommée QGSP_BERT. Elle reproduit de manière assez réaliste l'extension spatiale des cascades hadroniques, contrairement aux listes proposées par le passé (LHEP). Cette liste comprend les modèles suivants (figure 2.9) :



FIGURE 2.9 – Couplage entre les modèles hadroniques dans la liste physique QGSP_BERT pour les pions, les kaons, les neutrons, et les protons. L'axe y représente la probabilité d'utilisation des différents modèles en fonction de l'énergie du hadron incident.

- Le modèle QGS pour les interactions de pions, kaons, neutrons, et protons de haute énergie (> 12 GeV), suivi par le modèle Précomposé « P » pour les phases de désexcitation, d'évaporation, de fission, et de multifragmentation des noyaux.
- Le modèle paramétrisé LEP pour les interactions des pions, kaons, neutrons, et protons avec le noyau à des énergies comprises entre 9.5 GeV et 25 GeV. C'est également un modèle paramétrisé qui est utilisé pour simuler l'interaction des neutrons de basse énergie produits par les algorithmes LEP.

- Le modèle de cascade de Bertini (BERT) qui inclut les cascades intra-nucléaires suivies par les phases d'évaporation, et les phases précomposées pour le noyau résiduel dans le cas d'énergies de la particule incidente inférieures à 9.9 GeV.
- L'interaction des particules à long temps de vie (*i.e.* hyperons) seront traitées à l'aide des modèles paramétrisés LEP et HEP.

Cependant il semble que le modèle de Fritiof (FTF) soit plus adapté que le modèle QGS pour décrire l'interaction d'un proton incident. Ce modèle permet en effet de simuler les processus de collision quasi-élastique, ainsi que les phénomènes de diffraction de manière plus réaliste. Le modèle QGS reste néanmoins plus performant pour les autres types d'interactions hadroniques.

Les personnes en charge du développement du programme GEANT4 sont très intéressées par nos travaux. La résolution spatiale sans précédent de notre calorimètre va en effet permettre de tester les modèles hadroniques avec une précision jusque-là inégalée, et le cas échéant de les améliorer. Le prototype physique du SDHCAL aura donc une double utilité : non-seulement, il va nous permettre de calibrer notre détecteur afin de prouver la validité de notre concept. Mais il va également permettre à toute la communauté des utilisateurs de GEANT4 de bénéficier dans les années à venir d'outils de simulation toujours plus performants concernant les gerbes hadroniques. Dans le cadre de nos simulations, nous utilisons évidemment GEANT4 qui est interfacé au programme de simulation MOKKA publié dans la suite de logiciels dédiés aux études de détecteurs pour l'ILC.

Chapitre 3

Les chambres à plaques résistives de verre GRPC

Dans ce chapitre nous détaillerons le fonctionnement de la chambre à plaques résistives de verre GRPC. Les différents mécanismes physiques mis en oeuvre seront décrits. Ainsi nous verrons comment, en partant du passage d'une particule dans le détecteur, le signal est détecté puis amplifié, jusqu'à l'obtention d'une impulsion analogique suffisamment intense pour pouvoir être traitée par une électronique de lecture.

Contenu

1	Introduction	36
2	Principe du détecteur développé par la collaboration SDHCAL à Lyon.	36
3	Les modes de fonctionnement du GRPC.	37
4	Etude théorique du régime avalanche.	38
4.1	Ionisation primaire.	38
4.2	Les rayons delta	39
4.3	Multiplication en avalanche	39
4.4	Charge issue du processus de multiplication en avalanches, et fluctuations	42
4.5	Courant induit dans le carreau de cuivre capacitif.	43
5	Spectre de charge obtenu auprès de notre détecteur GRPC . .	44
6	Compter les particules avec un détecteur GRPC	45

1 Introduction

Les premières chambres à plaques résistives (RPC) ont été développées en 1981 par R.Santonico, et R.Cardarelli [55]. Ce dispositif permet d'amplifier l'énergie déposée par ionisation, lors du passage d'une particule chargée dans un mélange gazeux. De constitution simple et robuste, ce type de détecteur a été utilisé dans de nombreuses expériences de physique des hautes énergies, les plus connues étant : ATLAS [28], CMS [48], BaBar [16], BELLE [1], OPERA [19]. Ainsi, plusieurs solutions technologiques ont été développées au fil des années pour concevoir des détecteurs (RPC) correspondants aux besoins liés au contexte de chaque expérience.

2 Principe du détecteur développé par la collaboration SDHCAL à Lyon.

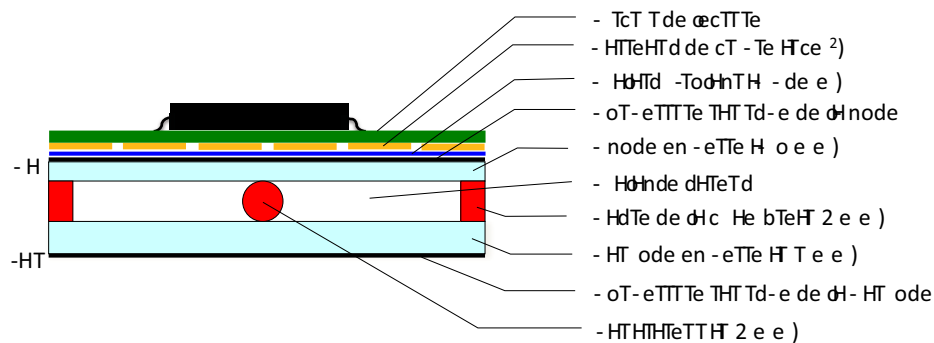


FIGURE 3.1 – Schéma de principe du détecteur GRPC développé à Lyon.

Les plaques résistives étant constituées de verre dans le cas de notre détecteur (figure 3.1), nous utiliserons par la suite l'acronyme GRPC (GlassRPC) pour le désigner. Un espace de 1.2 mm est maintenu entre les deux plaques résistives, par l'intermédiaire de séparateurs, ainsi que d'un cadre étanche constituant les parois de la chambre de détection. Ces séparateurs collés à l'époxy permettent d'assurer un parallélisme rigoureux entre les deux plaques de verre sur l'ensemble du détecteur. La face extérieure des plaques de

verres est préalablement recouverte d'un matériau résistif, nous pouvons donc appliquer une tension de polarisation entre ces deux électrodes (de 6500 V à 8000 V).

Dans l'interstice ainsi polarisé de manière homogène, circule un mélange de gaz dont le composant majoritaire est le tétrafluoroéthylène (**TFE**). Au passage d'une particule chargée, ce mélange de gaz est très faiblement ionisé, le champ électrique à l'intérieur de la chambre étant très élevé, il s'en suit une ionisation en cascade. Les charges ainsi créées migrent respectivement vers la cathode pour les ions (plus lents), et l'anode pour les électrons (plus rapides). Le mouvement des charges créées par l'avalanche est lu par effet capacitif, grâce à des carreaux de cuivre de 1cm^2 imprimés directement sur le circuit de lecture (PCB). Une feuille de Mylar ($50\text{ }\mu\text{m}$), est utilisée en guise de diélectrique, isolant le circuit de lecture du dépôt résistif. La lecture du signal est réalisée du côté de l'anode, qui est l'électrode la plus fine 0.7 mm (figure 3.1) : on réduit ainsi l'angle solide d'induction afin de limiter la détection du signal auprès des carreaux de cuivre voisins.

La propagation latérale de la cascade d'ionisation dans le reste de la chambre est limitée par l'hexafluorure de soufre (**SF₆**) capturant les électrons (*electron quencher*), et le dioxyde de carbone (**CO₂**) ou l'isobutane (**iC₄H₁₀**) neutralisant les photons (*photon quencher*).

3 Les modes de fonctionnement du GRPC.

Un détecteur GRPC peut fonctionner selon différents modes. L'intensité du champ électrique appliqué entre les plaques est le paramètre principal permettant d'adapter le régime de fonctionnement. La composition du mélange gazeux joue également un rôle concernant le confinement du phénomène de multiplication des charges.

Le premier mode de fonctionnement qui apparaît en augmentant la haute tension appliquée sur les électrodes est le mode avalanche. Ce phénomène est initié par le passage d'une particule chargée au travers du mélange gazeux. Quelques paires ion-électron sont ainsi créées par ionisation, et sont instantanément accélérées par le fort champ électrique présent dans la chambre ($5 \times 10^6\text{ V/m}$). Les électrons, plus rapides, ionisent à leur tour d'autres molécules de **TFE**, c'est le processus de multiplication des charges en avalanche. Les charges produites s'accumulent alors sur la surface du verre. Le temps de montée du pulse analogique correspondant à un signal en mode avalanche est inférieur à 10 ns . Les charges sont ensuite neutralisées en une dizaine de millisecondes, à l'aide du courant fourni par le générateur haute tension, ce courant est acheminé par l'intermédiaire de la couche résistive. Ce mode autorise des fréquences de détection élevées, car la neutralisation des charges est rapide. Nous verrons dans la suite de ce manuscrit, dans quelle mesure ce régime s'avère le plus adapté à notre cahier des charges.

En augmentant encore la haute tension appliquée entre les électrodes, nous passons progressivement du mode avalanche, au mode *streamer*. Le champ électrique étant plus élevé, la multiplication des charges est plus rapide. Quand le nombre d'électrons dans l'avalanche atteint une valeur critique (en moyenne 10^8 électrons [37]), un plasma se forme entre les deux électrodes produisant l'équivalent d'un court circuit. Ce mode de fonctionnement engendre de grandes variations de charges, et son temps de recouvrement est plus long que celui du mode avalanche. Il est utilisé pour des détections à basse fréquence avec une électronique peu sensible.

Il est utile de rappeler ici que les deux modes que nous venons de décrire nécessitent la présence des deux composants gazeux complémentaires précédemment introduits. Ceci afin de limiter la propagation latérale de l'avalanche ou du *streamer*. Sans ces deux gaz, le détecteur GRPC peut également fonctionner en mode éclair (*spark*) [35]. Ce régime correspond au développement d'une multitude de *streamers* créés de proche en proche par l'intermédiaire des photons et électrons migrants. L'éclair se propageant dans toute la chambre depuis le lieu d'ionisation primaire, le temps de recouvrement du détecteur est alors extrêmement long. Mais le signal émis est très puissant et simple à détecter. Ce mode est peu utilisé en physique des hautes énergies car sa fréquence maximale de détection admissible est très faible.

4 Etude théorique du régime avalanche.

La description détaillée du processus de développement d'une avalanche qui va suivre doit permettre au lecteur de mieux appréhender les caractéristiques du signal attendu auprès d'un détecteur GRPC. La compréhension des différents mécanismes mis en jeu nous permettra par la suite d'optimiser la résolution spectrale de notre détecteur afin d'obtenir une très bonne efficacité de détection.

4.1 Ionisation primaire.

Le **TFE**, composant majoritaire du mélange gazeux, est choisi pour son faible potentiel d'ionisation minimal ($U_i = 10.12 \pm 0.02$ V). Le dépôt de charges primaires résultant du passage d'une particule chargée dans ce mélange, est caractérisé par le nombre moyen de *clusters* créés par unité de longueur (figure 3.2 (a)), ainsi que par le nombre de paires ion-électron créées dans chacun de ces *clusters* (figure 3.2 (b)).

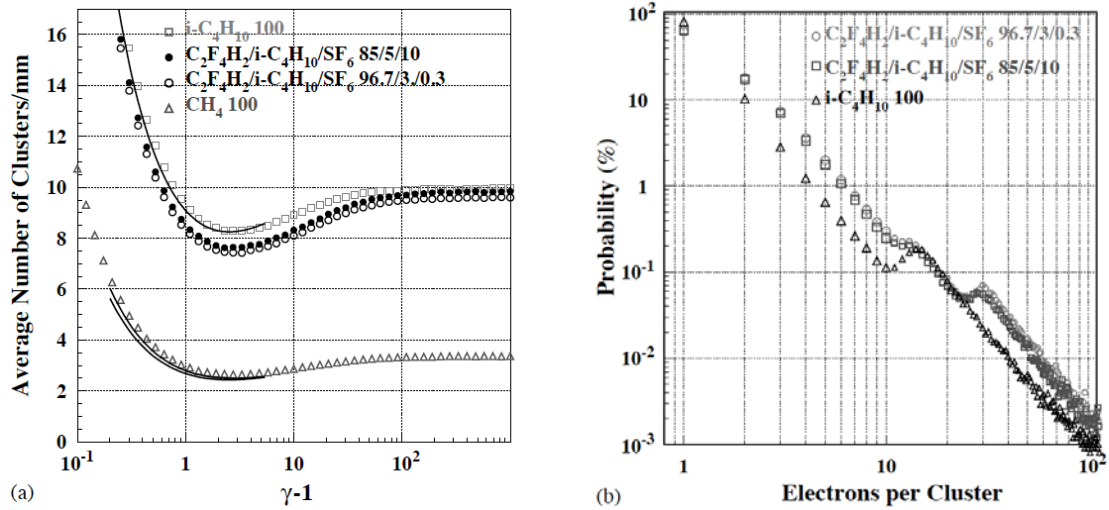


FIGURE 3.2 – (a) : Distribution du nombre moyen de *clusters* créés par mm en fonction de $(\gamma - 1)$, pour différents mélanges gazeux (296.15 °K, 1013 mbar, γ facteur relativiste). (b) : Distribution du nombre d'électrons créés par *cluster* pour des pions de 7 GeV (85 % **TFE**, 5 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$, 10 % SF_6) et ($i\text{C}_4\text{H}_{10}$ seul), ainsi que pour des muons de 120 GeV (96.7 % **TFE**, 3 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$, 0.3 % SF_6). Courbes issues du programme Heed [57] [54].

Dans le cas de notre mélange gazeux (93 % **TFE**, 5 % **iC₄H₁₀**, 2 % **SF₆**), nous pouvons considérer un nombre moyen de *clusters* variant de 7.5 mm^{-1} pour les particules de minimum d'ionisation (MIP), jusqu'à 9.6 mm^{-1} pour des particules chargées de très grande impulsion. D'après les auteurs de cette étude [54], on peut tronquer la distribution de la figure 3.2b) à la valeur de 500 électrons, car la contribution est ensuite négligeable. Par intégration, on obtiendra une valeur moyenne de 2.8 électrons par *cluster* dans le cas de notre mélange gazeux.

4.2 Les rayons delta

Lorsque la particule incidente opère un transfert d'énergie important auprès d'un électron, ce dernier n'est pas seulement ionisé. Il possède également une énergie suffisante, pour ioniser à son tour une ou plusieurs molécules de gaz. On appelle ces électrons les rayons delta (*delta ray*).

4.3 Multiplication en avalanche

Grâce au fort champ électrique présent entre les électrodes, chaque électron issu du processus d'ionisation primaire peut donner naissance à une avalanche. Néanmoins, certains électrons vont être absorbés par le **TFE** et le **SF₆**, qui sont des gaz fortement électronégatifs¹ (cf. 6 page 83). Cet effet induit des fluctuations sur le nombre d'électrons primaires destinés à initier l'avalanche, et aura de ce fait un impact sur la largeur du spectre de charge qui sera finalement obtenu.

Chaque électron primaire non absorbé est accéléré par le fort champ électrique qui règne dans la chambre ($\sim 60 \text{ kV/cm}$). Il est soumis à des collisions élastiques et inélastiques avec les molécules composant le gaz, ionisant par ces processus certaines d'entre elles. Les nouvelles paires ion-électron ainsi créées prennent part au processus de multiplication donnant lieu à l'ionisation en cascade². L'avalanche se développe en direction de l'anode, et la multiplication prend fin lorsqu'elle atteint la surface de verre. Ce processus est sujet à d'importantes fluctuations stochastiques que nous tâcherons de décrire par la suite. Les ions positifs, en raison de leur masse élevée, dériveront relativement plus lentement en direction de la cathode.

Mais reprenons en détails le processus de multiplication d'un seul et unique électron primaire. Après une collision menant à une ionisation, l'électron ne possède généralement plus l'énergie minimale eU_i nécessaire pour produire une nouvelle ionisation (avec U_i le potentiel d'ionisation minimal de la molécule de **TFE** précédemment introduit). L'électron doit donc parcourir une distance $s = U_i/E$ dans la direction du champ \vec{E} , pour atteindre à nouveau cette énergie d'ionisation minimale.

1. L'électronégativité est une propriété chimique de la molécule, qui exprime sa tendance à absorber un électron pour former un ion négatif.

2. Nous ne considérerons pas dans cette étude les électrons éventuellement relaxés par effet photoélectrique qui ont une contribution négligeable dans la charge finalement obtenue [34].

4.3.1 La description de Furry

Dans le cas où, la distance à parcourir s est très petite par rapport à la distance moyenne d'ionisation du mélange (*mean free path*). Nous pouvons considérer que la probabilité de multiplication à l'étape i est indépendante de la position de multiplication à l'étape précédente $i - 1$. Le développement de ce type d'avalanche peut être caractérisé par le coefficient de Townsend α , et le coefficient d'attachement η .

Le coefficient de Townsend α , n'est autre que l'inverse de la distance moyenne d'ionisation du mélange. Si une avalanche contient n électrons à la position x la probabilité qu'elle contienne $n + 1$ électrons à la position $x + dx$ vaut donc $n\alpha dx$. En suivant le même raisonnement nous définissons le coefficient d'attachement qui représente l'effet d'absorption des électrons par le **TFE** et le **SF₆**. Pour une avalanche de taille n , la probabilité qu'un électron soit attaché sur une distance dx , est définie par $n\eta dx$. La courbe de variation du coefficient effectif $\alpha_{\text{eff}} = (\alpha - \eta)$ en fonction du champ électrique est présentée figure 3.3. Elle a été simulée pour deux mélanges tels qu'utilisés auprès de notre détecteur. Pour une polarisation de l'ordre de 60 kV/cm (valeur du champ électrique dans notre détecteur), on tire la valeur $\alpha_{\text{eff}} = 21 \text{ e}^-/\text{mm}$. On remarquera également que pour cette valeur de champ, la valeur du coefficient d'attachement est de $\eta = 6 \text{ e}^-/\text{mm}$.

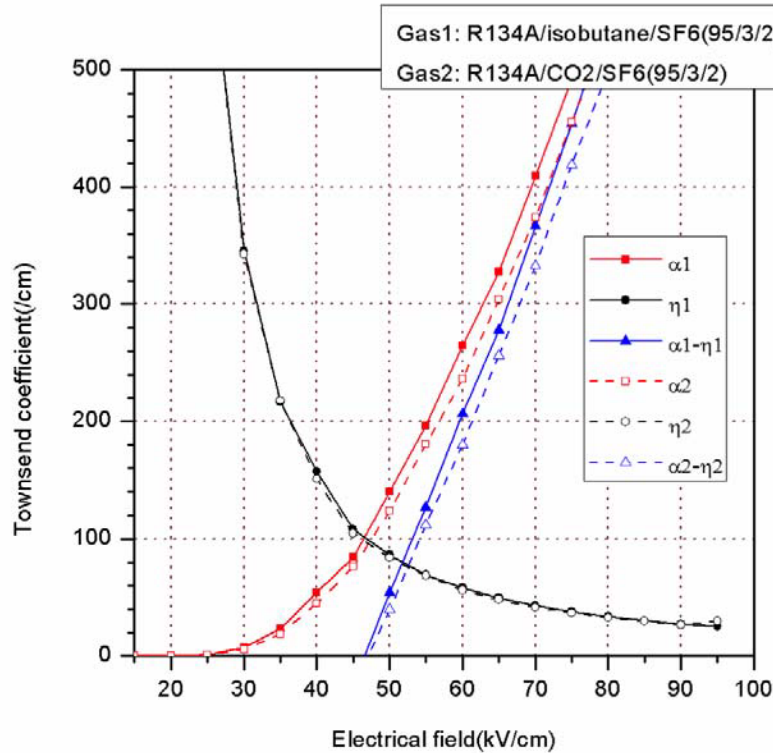


FIGURE 3.3 – Coefficient de Townsend, et coefficient d'attachement calculés avec le programme Imonte [21] dans le cas de deux mélanges gazeux sous les conditions atmosphériques suivantes : 96.15 °K, 1013mbar.

Les équations suivantes, permettent de décrire la variation du nombre moyen d'électrons \bar{n} , et d'ions positifs \bar{p} :

$$\frac{d\bar{n}}{dx} = \alpha_{\text{eff}} \bar{n} \quad \frac{d\bar{p}}{dx} = \alpha \bar{n} \quad (3.1)$$

Avec les conditions initiales $\bar{n}(0) = 1$ et $\bar{p}(0) = 0$ on obtient les valeurs moyennes caractérisant un développement exponentiel de l'avalanche sans fluctuation sur une distance x :

$$\bar{n}(x) = e^{\alpha_{\text{eff}} x} \quad \bar{p}(x) = \frac{\alpha}{\alpha - \eta} (e^{(\alpha - \eta)x} - 1) \quad (3.2)$$

En prenant en compte les fluctuations stochastiques du processus, la distribution de taille des avalanches obtenues par ce modèle pour une distance de développement x suit une loi exponentielle, appelé loi de Furry :

$$P_F(z, x) = e^{-z} \quad z = \frac{n}{\bar{n}(x)} \quad (3.3)$$

Dans ce modèle, la probabilité maximale est obtenue pour $n = 0$, c'est à dire aucune multiplication sur la distance x .

4.3.2 Le phénomène de saturation et la description de Polya

Si l'on reprend la condition de Furry sur la distance s nécessaire pour acquérir l'énergie minimale d'ionisation, il en vient que $E/\alpha \gg U_i$, ce qui implique une contrainte sur la valeur du champ électrique réduit E/p (avec p la pression du gaz) [34]. Dans le cas d'un détecteur fonctionnant avec un fort champ électrique à pression atmosphérique, la distance moyenne entre collisions ionisantes α^{-1} , n'est inférieure que d'un facteur 2 par rapport à la distance s : la description de Furry n'est alors plus adaptée.

$$E = 60 \text{ kV/cm} \quad \alpha_{\text{eff}}^{-1} = 47 \text{ } \mu\text{m} \quad s = U_i/E = 16.8 \text{ } \mu\text{m} \quad (3.4)$$

$$E/\alpha = 286 \text{ V} \quad U_i = 10.12 \text{ V} \quad (3.5)$$

Si l'on veut obtenir une description plus réaliste des fluctuations du nombre d'électrons, il faut tenir compte des ions positifs générés en quantité équivalente. Ces ions dérivent relativement lentement en direction de la cathode, et leur présence perturbe le champ électrique auquel sont soumis les électrons. Lorsqu'une avalanche possède un nombre d'ions critique $N_{\text{Sat}} = 10^6 - 10^7$, l'effet d'écrantage produit par les ions diminue dramatiquement l'intensité du champ électrique réduit E/p . Ce phénomène limite fortement le processus de multiplication, d'où le nom donné à ce régime : "avalanche saturée" (*Saturated Avalanche*) [43].

Dès lors, la majeure partie des événements à forte charge précédemment décrits par la queue de la distribution exponentielle voient leur croissance contenue. La distribution du nombre d'électrons n obtenue dans ces conditions présente maintenant un maximum prononcé, et le modèle de Furry n'est plus à même de rendre compte du processus de multiplication des charges mis en jeu.

Une paramétrisation du coefficient de Townsend a été proposée par Lansart et Morucci pour pouvoir décrire mathématiquement cette nouvelle distribution [13]. Dans ce modèle les auteurs ont voulu introduire l'effet de la saturation. La probabilité d'ionisation dépend donc du nombre de paires précédemment produites dans l'avalanche, ainsi que du paramètre μ défini empiriquement et obtenu par ajustement (cf. 5 page 44).

$$a_i(n) = \alpha_{\text{eff}}(1 + \mu/n) \quad (3.6)$$

C'est à l'énoncé d'une distribution de Polya que sont finalement parvenus Lansart et Morucci pour décrire le spectre obtenu dans ces conditions.

$$P_\mu(z, x) = \frac{(\mu + 1)^{\mu+1}}{\Gamma(\mu + 1)} z^\mu e^{-(\mu+1)z} \quad z = \frac{n}{\bar{n}(x)} \quad (3.7)$$

Cette distribution est valable pour des valeurs de $\bar{n}(x)$ suffisamment grandes. Condition sans laquelle l'effet de saturation n'a pas lieu.

Même si l'utilisation de la distribution de Polya n'a pas de réel sens physique¹, il s'avère qu'elle s'ajuste très bien au spectre de charges obtenu dans ces conditions pour de nombreux détecteurs gazeux [32].

4.4 Charge issue du processus de multiplication en avalanches, et fluctuations

La charge totale obtenue à l'issu du processus de multiplication, peut être décrite comme la somme de plusieurs avalanches indépendantes. Dans ce modèle, chaque *cluster* d'ionisation primaire est à l'origine d'une avalanche exponentielle soumise à des fluctuations stochastiques.

L'expression suivante permet de modéliser la charge totale q issue de ce processus sur une distance x .

$$q(x) = \sum_{j=1}^{n_{\text{clust.}}} q_e n_0^j M_j e^{\alpha_{\text{eff}}(x-x_0^j)} \quad (3.8)$$

Dans cette expression les fluctuations stochastiques du processus sont prises en compte par l'intermédiaire de quatre variables aléatoires indépendantes :

- Le nombre de *clusters* $n_{\text{clust.}}$, est tiré de la distribution de probabilité poissonnienne :

$$P_{\text{clusters}}(n_{\text{clust.}} = k) = \frac{(\lambda_{\text{eff}} d)^k}{k!} e^{-\lambda_{\text{eff}} d} \quad (3.9)$$

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda}{\cos \phi} \quad (3.10)$$

Avec λ densité moyenne de *clusters* par unité de longueur, ϕ l'angle azimutal de la particule détectée ($0 \leq \phi < \pi/2$), et d l'épaisseur de l'interstice gazeux.

1. Dans son article [54] le Dr. Werner Riegler présente un modèle plus complexe et plus précis, permettant d'obtenir par la simulation une reproduction satisfaisante du phénomène de saturation.

- La position x_0^j du j^{em} cluster suit la loi de poisson suivante :

$$P_p^j(x_0^j = x) = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{(j-1)!} (x\lambda_{\text{eff}})^{j-1} e^{-x\lambda_{\text{eff}}} \quad 0 < x < d \quad (3.11)$$

- Le nombre d'électrons n_0^j présents dans le j^{em} cluster est tiré de la loi de distribution simulée à l'aide du programme Heed [54], (cf. figure 3.2).
- Le facteur M_j rend compte des fluctuations de l'avalanche. La loi de distribution de Polya 3.7 est la plus appropriée à la modélisation. Pour obtenir le coefficient M_j , on tire de cette distribution une valeur puis on la divise par le nombre moyen d'électrons de l'avalanche $\bar{n}(x)$.

4.5 Courant induit dans le carreau de cuivre capacitif.

Le mouvement des électrons dans le champ électrique induit un courant sur le carreau de cuivre capacitif. C'est précisément ce signal qui sera traité par le préamplificateur de charge du système d'acquisition que nous décrirons dans le prochain chapitre. Les ions créés lors de la multiplication en cascade se déplacent trop lentement pour contribuer au courant détecté par notre électronique ¹ (figure 3.4).

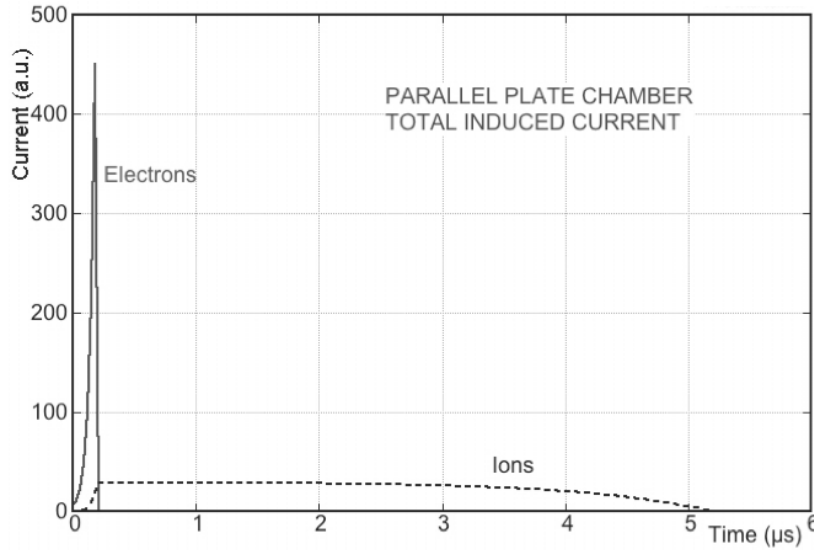


FIGURE 3.4 – Courant induit par le mouvement des électrons (trait continu), et des ions (trait pointillé), dans un détecteur GRPC

Le théorème de Shockley et Ramo est utilisé pour décrire la variation temporelle du courant observé pour un interstice gazeux de dimension d :

$$i(t, x) = \frac{E_w}{V_w} v_e q(t, x) \Theta\left(\frac{d-x}{v} - t\right) \quad q(t, x) = \sum_{j=1}^{n_{\text{clust.}}} q_e n_0^j M_j e^{\alpha_{\text{eff}}(v_e \Delta t - x_0^j)} \quad (3.12)$$

1. La constante de temps d'intégration de notre électronique est de l'ordre de 50 ns

La variable v_e correspond à la vitesse de dérive des électrons, et Δt représente le temps écoulé depuis l'ionisation primaire issue du passage de la particule. La fonction de seuil Θ est utilisée pour modéliser la fin du phénomène de multiplication des charges, lorsque l'avalanche atteint la couche de verre composant l'anode. E_w représente le champ pondéré dans l'interstice si l'on applique une tension V_w sur l'électrode de polarisation, en connectant les autres électrodes à la masse. Les conditions suivantes permettent de calculer la valeur de ce champ :

$$\sum_{i=1}^3 E_i d_i = V_w \quad \epsilon_i E_i = \epsilon_j E_j \quad (3.13)$$

Avec d_i l'épaisseur de chaque milieu i considéré, ϵ_i la constante diélectrique associée, et E_i le champ électrique présent dans la tranche de matériau. Dans notre cas nous considérerons donc la permittivité relative du mélange gazeux comme étant égale à 1. On tire de ces deux relations le potentiel pondéré :

$$\frac{E_w}{V_w} = \frac{\epsilon_{\text{verre}}}{d_{\text{Total verre}} + d_{\text{Gaz}} \epsilon_{\text{verre}}} \quad (3.14)$$

L'épaisseur $d_{\text{Total verre}}$ est égale à la somme des épaisseurs des deux électrodes $0.7 + 1.1 = 1.8 \text{ mm}$, et d_{Gaz} correspond à l'interstice de 1.2 mm séparant les deux électrodes (cf. figure 3.1).

En intégrant l'équation 3.12, on obtient l'expression de la charge induite q_{ind} [3], qui sera vue par l'entrée du préamplificateur :

$$q_{\text{ind.}} = \frac{E_w}{V_w \alpha_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{clust.}}} q_e n_0^j M_j [e^{\alpha_{\text{eff}}(d_{\text{Gaz}} - x_0^j)} - 1] \quad (3.15)$$

Nous pouvons en conclure que la valeur du champ appliqué ainsi que la pression et la température du mélange gazeux auront un impact sur la largeur du spectre de charge finalement obtenu.

Dans cette première approche nous avons négligé certains processus physiques complémentaires ayant lieu lors de la multiplication en avalanche. Ils seront introduits dans le chapitre 5.

5 Spectre de charge obtenu auprès de notre détecteur GRPC

Afin de caractériser la réponse de notre détecteur GRPC, une mesure de son spectre de charge a été entreprise. Pour cela nous avons utilisé un banc cosmique. Le déclenchement du système d'acquisition est réalisé à l'aide d'une paire de photomultiplicateurs en coïncidence, disposés de part et d'autre de notre détecteur. Pour réaliser la mesure, un carré de cuivre de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ est apposé sur le détecteur. Il est séparé de la couche résistive par une feuille de Mylar de $50 \text{ }\mu\text{m}$. Le signal induit lors du passage d'une particule est numérisé à l'aide d'une voie d'oscilloscope. Un programme d'acquisition dédié, développé sous l'environnement Labview permet de contrôler et de suivre la prise de données. La figure 3.5 présente le spectre obtenu pour une polarisation de 7.4 kV . Lors de la prise de données nous avons retiré les signaux de types *streamer*. Grâce à l'adjonction de composants électronégatifs dans le mélange gazeux, ces événements sont relativement marginaux (cf. 6 page 83).

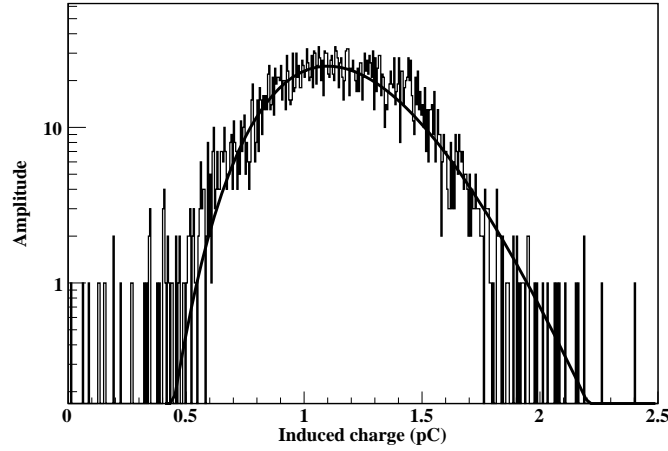


FIGURE 3.5 – Spectre de charges obtenu auprès de notre détecteur GRPC.

L'ajustement réalisé sur le spectre suit la distribution de Polya telle qu'introduite précédemment. En effet, elle modélise correctement la multiplication en avalanche issue de plusieurs clusters d'ionisations primaires. Le spectre obtenu est donc bien celui d'un détecteur fonctionnant en mode avalanche saturée. La charge moyenne obtenue est ainsi $\langle q_{\text{ind.}} \rangle = 1.16$ pC.

6 Compter les particules avec un détecteur GRPC

Grâce à la paramétrisation de la réponse analogique de notre détecteur nous pouvons simuler le spectre attendu lors du passage simultané de plusieurs particules dans le détecteur. On obtient la charge attendue en utilisant la distribution de Polya comme variable aléatoire, et en sommant la contribution de chaque particule (figure 3.6).

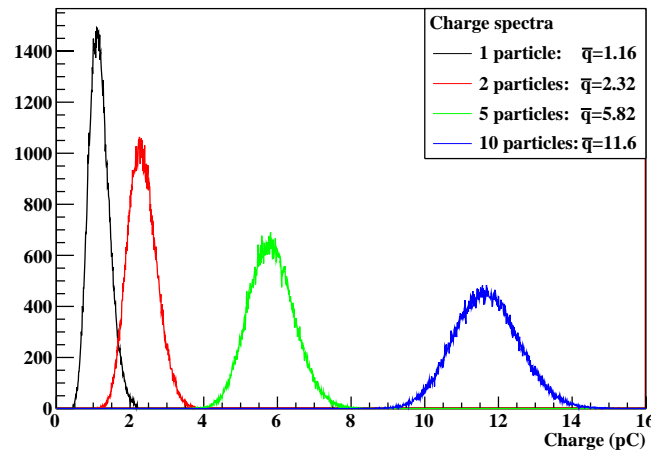


FIGURE 3.6 – Spectre de charges pour différentes multiplicités de particules. Il est obtenu par extrapolation du spectre de charge unique

Le circuit de lecture utilise des carreaux de cuivre de 1 cm^2 . Dans le cas de notre dé-

tecteur, l'extension spatiale moyenne d'une avalanche est de $\sim 1 \text{ mm}^2$. Dans le cas peu fréquent ou la densité de particules incidentes à détecter est très élevée, un éventuel chevauchement des avalanches pourra avoir lieu, dégradant la charge totale obtenue sur la cellule. Ces événements sont marginaux et difficiles à extrapoler : ils ne sont pas pris en compte dans le spectre de la figure 3.6.

La réalisation de cette mesure nécessiterait l'emploi d'un dispositif permettant de compter précisément le nombre de particules traversant le carreau ¹, et l'utilisation d'un faisceau de haute intensité. Cependant, en cherchant à augmenter la probabilité d'avoir plusieurs particules traversant un carreau au même instant, on se heurte à la fréquence d'acquisition maximale admissible par notre détecteur. Ceci rend la réalisation de cette mesure extrêmement longue et coûteuse, c'est pourquoi le spectre a été extrapolé.

Ce spectre nous permettra tout de même d'ajuster les seuils de notre électronique semi-digitale pour pouvoir obtenir une information complémentaire concernant le nombre minimal de particules chargées ayant traversé un même carreau de cuivre. Cela permettra d'améliorer grandement la résolution énergétique et spatiale de notre détecteur grâce aux algorithmes de reconstruction. Les résultats de cette mesure sont également employés lors de la digitisation des données issues de la simulation GEANT4.

1. Par exemple un détecteur à pixel de silicium tel que le détecteur EUDET (cf. 5 page 73).

Chapitre 4

L'électronique semi-digitale et le système d'acquisition

Ce chapitre décrit en détails le fonctionnement et la calibration de l'électronique utilisée pour la lecture de nos chambres GRPCs, ainsi que les différents modes d'acquisition implémentés. La dernière partie traite de la reconstruction temporelle des événements qui est réalisée hors ligne sur les fichiers de données brutes.

Contenu

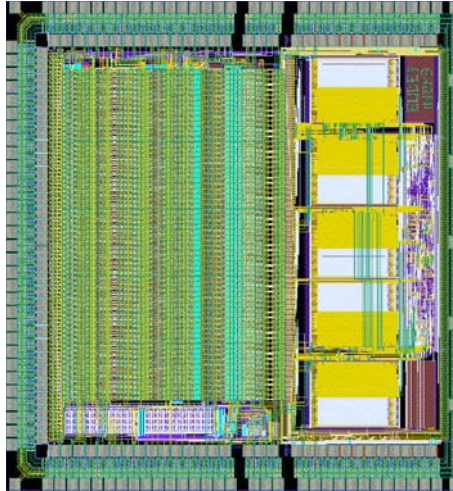
1	Introduction	48
2	La puce de lecture HARDROC	48
2.1	Le préamplificateur de charge	50
2.2	Les traitements de mise en forme rapide bipolaires FSB	51
2.3	Le discriminateur et la bascule.	53
2.4	La mémoire interne	53
2.5	Le registre de contrôle lent (<i>slow control</i>)	54
2.6	Le chaînage de plusieurs HARDROCs	54
3	Le cycle d'acquisition	55
3.1	Le pilotage de l'acquisition	55
3.2	Le cycle d'acquisition en chaîne	57
3.3	Les modes de lecture implémentés dans la DIF	57
4	Structure des données	59
5	Le logiciel d'acquisition	59
5.1	Premiers développements sous LabView	59
5.2	L'acquisition à grande échelle sous l'environnement XDAQ	60
6	Mesure du pedestal	64
7	La calibration de l'électronique de lecture	65
8	Reconstruction des événements physiques	68
9	Les différentes versions du HARDROC	69

1 Introduction

Le futur collisionneur linéaire produira des événements d'une grande pureté en comparaison à ses prédécesseurs hadroniques (LHC, Tevatron). Afin de rendre possible l'analyse par suivi de particules de ces événements leptoniques, des calorimètres de très haute granularité seront nécessaires. Dans le cas de notre proposition c'est une granularité de 1 cm^2 qui est envisagée. Sur l'ensemble du calorimètre hadronique cela correspond à un total de 50 millions de canaux.

Ce projet n'est réalisable qu'en effectuant un compromis entre la quantité d'information jugée nécessaire de la part d'une cellule, et l'énergie dissipée thermiquement lors de la mise en forme et du transport de cette information. Dans le cas de notre calorimètre, cet optimum se concrétise dans le choix d'un système digital à plusieurs seuils. Une lecture semi-digitale offre en effet plus de nuances qu'un système binaire (0 ou 1) tout en évitant la surconsommation liée à la numérisation détaillée d'un signal analogique et de son transport. Pour réaliser cette conversion, un ASIC dédié a été développé : le HARDROC. Cette puce de traitement est l'élément clef de notre chaîne d'acquisition.

2 La puce de lecture HARDROC



Le HARDROC (HADronic Rpc Detector ReadOut Chip)[41], est né d'une collaboration étroite avec le pôle de microélectronique Omega au Laboratoire de L'Accélérateur Linéaire (LAL). Une partie de son *design* est héritée de la puce OPERAROC utilisée dans l'expérience OPERA. Le HARDROC a été dessiné pour être produit avec une technologie de fonderie AMS **SiGe** $0.35 \mu\text{m}$. La puce de silicium est ensuite insérée dans un boîtier ultra fin ($e = 1.4 \text{ mm}$) comportant 160 broches. Directement apposé sur le détecteur, chaque HARDROC est connecté à 64 carreaux de cuivre sensitifs de 1 cm^2 (*pad*). Cette puce est également utilisée sur un projet de détecteur pour une application médicale : une caméra γ permettant d'obtenir des images en temps réel durant une opération d'ablation de cellules cancéreuses [29].

Chaque canal comporte la ligne de traitements suivante :

- Un préamplificateur de basse impédance fonctionnant en mode convoyeur de courant dont le gain peut être ajusté (0-1.99).
- Un traitement de mise en forme lent (*slow shaper*) qui permet de multiplexer le signal de sortie du préamplificateur pour lire la charge d'entrée (principalement utilisé lors du débogage de la puce).
- Mais également, trois traitements de mise en forme rapide à gain réglables en parallèles (FSBs) (*fast shaper*). Chacun d'eux est suivi par un discriminateur en tension dont le déclenchement active une bascule (afin de sauvegarder l'information).

L'état des 192 discriminateurs est évalué toutes les 200 ns. Trois convertisseurs digital-analogiques (DACs) codés sur 10 bits permettent d'ajuster les trois seuils de discrimination appliqués communément à l'ensemble des 64 voies. L'organigramme présenté figure 4.1 décrit l'agencement de ces différents éléments. On remarque la séparation des 64 canaux analogiques, et de la partie digitale commune. La charge induite par le développement d'une avalanche est donc amplifiée, numérisée, et enregistrée, à l'intérieur d'un seul et même composant.

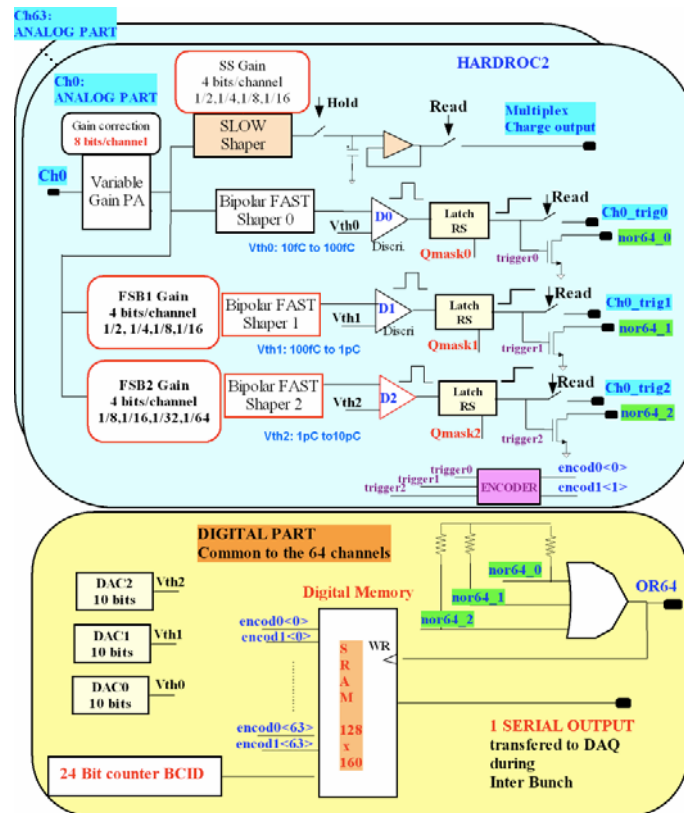


FIGURE 4.1 – Schéma de principe du HARDROC 2.

2.1 Le préamplificateur de charge

C'est le point d'entrée du signal GRPC dans la chaîne de traitement. Les carreaux de cuivre situés sous la puce, sont reliés au plus court à chacune de ses 64 entrées. Ceci, afin de limiter au maximum la contribution du bruit de fond généré par la capacité parasite de la ligne de transmission. En outre, le routage de ces lignes a été soigneusement réalisé afin de minimiser la capacité de couplage entre canaux adjacents qui peut produire de la diaphonie (*cross-talk*). Ce couplage a été mesuré sur le circuit avant l'ajout de composants par injection de charges : sa valeur est évaluée à 0.3 %. Nous devons également tenir compte de la valeur de ce couplage à l'intérieur de la puce qui est de 2 %.

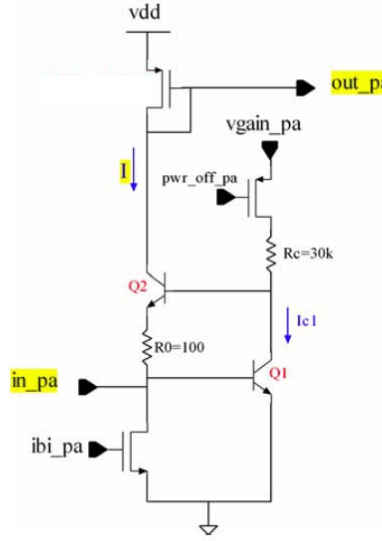


FIGURE 4.2 – Schéma de l'étage de préamplification du HARDROC.

Grâce à la structure « super base commune » de ce circuit, on limite la diaphonie car l'impédance d'entrée du préamplificateur est très faible (50-100 Ω). Cette impédance se calcule grâce à la formule suivante :

$$Z_{in} = \frac{R_0 + 1/g_{m2}}{1 + g_{m1}R_c} \quad (4.1)$$

Les paramètres g_{m1} et g_{m2} correspondent respectivement à la transconductance des transistors $Q1$ et $Q2$. L'emploi d'un très faible courant de polarisation (5 μA) (*bias*) permet de minimiser la puissance consommée par chacune des voies.

Le courant de sortie est copié par une échelle de huit miroirs de courant dont les gains sont respectivement 1/128, 1/64, 1/32, 1/16, 1/8, 1/4, 1/2, 1. Le signal en sortie correspond à la somme de ces courants. Les miroirs de courant peuvent être activés par l'intermédiaire d'un mot de 8 bits de contrôle de gain. Le gain du montage varie donc de 0 pour la configuration (00000000)_{bin}, à 1.992 pour la configuration (11111111)_{bin}, avec une précision de 1.5 %. Remarquons également sur la figure 4.2 la présence d'une entrée « pwr_off_pa » permettant de couper le courant de polarisation du préamplificateur lorsqu'il est inutilisé (cf. Chapitre 6).

2.2 Les traitements de mise en forme rapide bipolaires FSB

Afin d'améliorer le rapport signal/bruit et donc la sensibilité de notre électronique, nous utilisons un traitement de mise en forme par filtrage CRRC¹ avant d'attaquer le discriminateur. Ce filtre optimise la largeur de bande utilisée afin de réaliser une coupure dans le spectre de densité du bruit. On s'affranchit ainsi d'une grande partie des perturbations présentes dans le signal en sortie du préamplificateur. Cette technique de filtrage est connue sous le nom de traitement de mise en forme (*shaper*) pour son action sur la forme d'onde du signal.

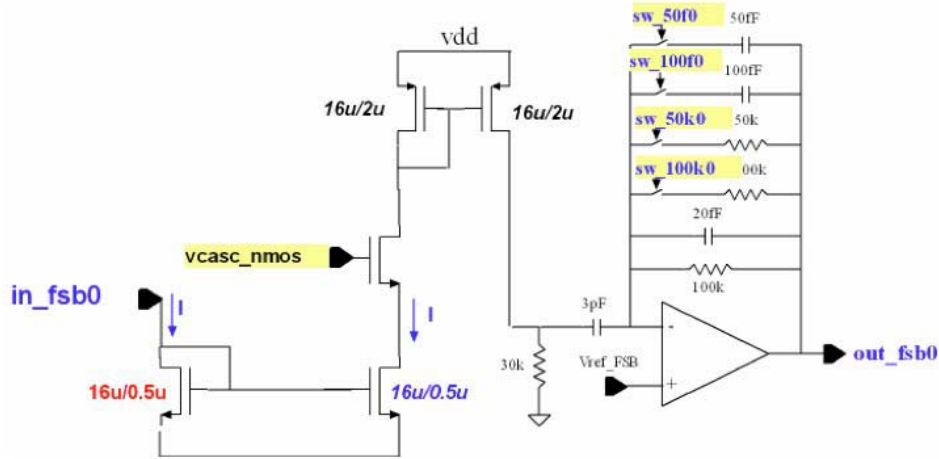


FIGURE 4.3 – Schéma de l'étage de mise en forme rapide du signal.

Il est possible d'ajuster le temps d'intégration de ce filtre en ajoutant un ou plusieurs composants complémentaires (R-C) dans la boucle de contre-réaction (figure 4.3). Pour chacun des trois FSBs, quatre paramètres de contrôle lent (*slow control*) permettent de définir le régime de fonctionnement. La période d'intégration est adaptée au temps de dérive des électrons de l'avalanche présenté au chapitre précédent (figure 3.4). Tel que nous l'avons introduit précédemment, le signal produit par la dérive des ions est beaucoup trop lent pour pouvoir être intégré par ce filtre. Le temps de montée du signal GRPC est très rapide (5 ns). J'ai réalisé une étude par injection de charges pour différentes configurations de contre-réaction du FSB. La durée du pulse de courant injecté est comparable à celle du signal attendu auprès du détecteur. La configuration la plus adaptée au signal rapide du GRPC est obtenue pour la plus grande valeur de R et la plus petite valeur de C : 100 kΩ 20 fC (figure 4.4).

Sur deux des trois filtres FSBs, il est possible de diminuer le gain d'entrée pour augmenter la gamme dynamique d'acquisition :

- Le filtre FSB 0 possède un gain unitaire. Il est dédié aux charges d'entrée faibles (10-100) fC
- Le FSB 1 se voit précédé de 4 miroirs de courant permettant de diviser le gain nominal de FSB 0 jusqu'à 1/16. Cela permet de traiter des charges d'entrée de (0.1-1) pC.

1. Combinaison d'un filtre coupe bas CR, et d'un filtre passe bas RC, pour former un filtre passe bande.

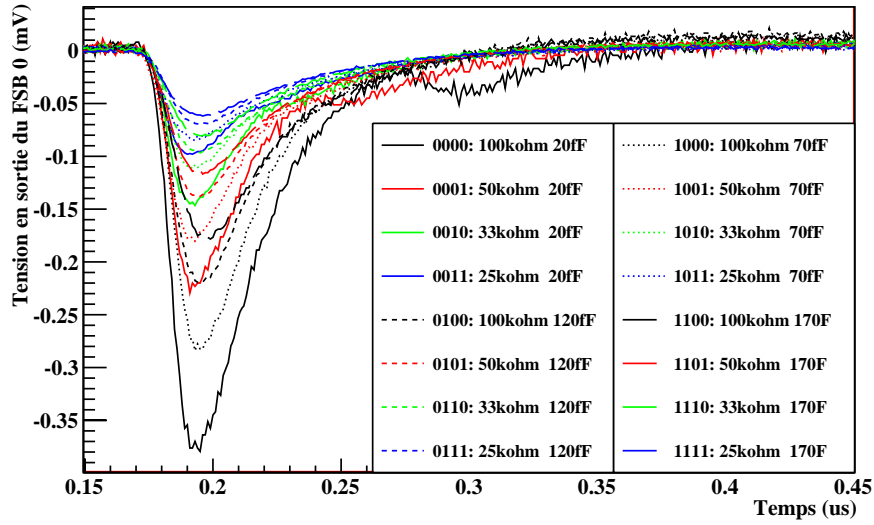


FIGURE 4.4 – Signal de sortie du FSB pour différentes configurations de contre réaction.

- Le FSB 2 possède un module similaire permettant de minimiser le gain nominal jusqu'à $1/32$, afin de traiter des charges de $(1-30)$ pC.

On active les huit miroirs d'un canal par l'intermédiaire d'un mot de 8 bits dans le *slow control*. Voici trois injections de charges pour lesquelles le gain des FSBs a été ajusté (figure 4.5).

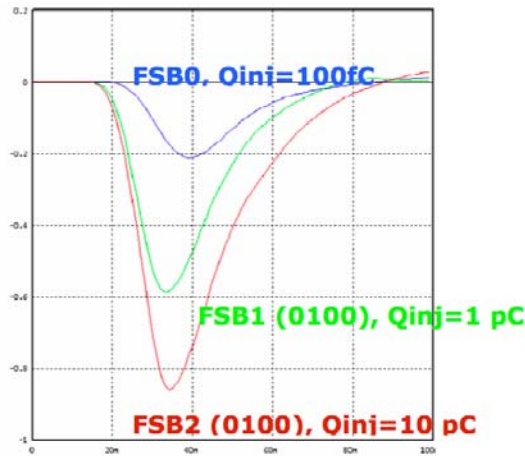


FIGURE 4.5 – Forme d'onde du signal en sortie de filtre. FSB 0 gain 1 ; FSB 1 gain $1/4$; FSB 2 gain $1/8$ (échelle x : 0-100 ns).

2.3 Le discriminateur et la bascule.

La sortie de chaque FSB est connectée à un discriminateur. Les trois seuils de discrimination sont ajustés de manière globale sur les 64 voies par l'intermédiaire de trois convertisseurs digital-analogique DACs. La tension de sortie du DAC est encodée sur 10 bits, ce qui correspond à une plage d'ajustement digitale de 0-1023. Pour le physicien, ce seuil correspond à une charge équivalente vue par le carreau de cuivre, pour laquelle le discriminateur sera déclenché, nous en reparlerons dans la section calibration (cf. 7 page 65).

Pour enregistrer le déclenchement d'un discriminateur, on utilise une bascule RS. Quand le signal autorisant l'acquisition « Événement Valide » est à l'état haut, dès que le discriminateur est déclenché, la bascule RS passe à l'état haut. Lors du prochain front d'horloge (5 MHz), les bascules seront lues, puis remises à zéro. Il est possible de masquer un éventuel canal bruyant en forçant la bascule à l'état bas en permanence, c'est le rôle des bits de masque qui sont également définis par le *slow control*.

Pour limiter l'occupation mémoire, on utilise un encodeur permettant de compresser l'information des trois bascules sur deux bits (table 4.1). Cette opération ne génère pas de perte d'information car c'est seulement le plus haut seuil déclenché qui nous intéresse.

Seuil 0	Seuil 1	Seuil 3	Sortie
0	0	0	00
1	0	0	01
1	1	0	10
1	1	1	11

TABLE 4.1 – Encodage des seuils.

2.4 La mémoire interne

Quand la puce est en phase d'acquisition, à chaque coup d'horloge, le OU¹ logique des 64 bascules du premier seuil est évalué (figure 4.1). Si l'une d'elle est déclenchée, l'événement sera mis en mémoire. La valeur du compteur d'horloge associée (BCID) et le numéro d'identification de l'ASIC (Header) seront également stockés, pour un total de 20 octets (table 4.2).

Le HARDROC peut enregistrer jusqu'à 127 événements de ce type dans sa mémoire interne. Lorsque la mémoire de l'ASIC est pleine, il émet un signal de saturation. Le compteur de coups d'horloge BCID est codée en Gray² sur 24 bits. Il est incrémenté à une fréquence de 5 MHz, ce qui correspond à une valeur maximale de 3.35 s pour l'étiquetage des événements en temps. Au-delà de cette valeur le compteur redémarre, il sera éventuellement possible de détecter les sauts d'horloge dans les données pour les corriger lors de l'étape d'analyse. Mais l'occurrence de tels événements est marginale en conditions réelles de prise de données.

1. Fait référence à la fonction logique OU : si l'une des entrées est active, la sortie vaut 1.

2. Ce type de codage est utilisé dans les compteurs rapides, il a l'avantage de ne changer que d'un bit à chaque incrémentation.

Contenu de la trame de données (de MSB vers LSB)	Taille
Header : Identifiant de l'ASIC (0-255)	1 oct
BCID : Compteur d'horloge codé en Gray (0-16777215)	3 oct
Etat des seuils des canaux 48 à 63. (Chaque canal est encodé sur deux bits : $16 \times 2 = 32$ bits)	4 oct
Etat des seuils des canaux 32 à 47	4 oct
Etat des seuils des canaux 16 à 31	4 oct
Etat des seuils des canaux 0 à 15	4 oct
Total	20 oct

TABLE 4.2 – Structure de la trame de données d'un événement dans la mémoire du HARDROC.

2.5 Le registre de contrôle lent (*slow control*)

Pour configurer le régime de fonctionnement du HARDROC, on dispose d'une broche d'entrée unique. A chaque front montant de la ligne d'horloge dédiée, l'information est propagée dans un registre à décalage interne au HARDROC. Après 872 fronts d'horloge, l'intégralité des paramètres de contrôle lent (*slow control*) sont chargés dans le registre (872 bascules). On fige alors cette « mémoire » en arrêtant l'horloge. Chacune des bascules composant le registre est directement reliée à une fonction à piloter : valeurs des seuils DACs (30 bits), gain des préamplificateurs (512 bits), masques (3×64 bits), ainsi que de nombreux autres paramètres¹. La dernière bascule du registre à décalage est connectée sur une broche de sortie. Grâce à cette sortie, il est possible de vérifier en fin de prise de données, que les paramètres n'ont pas changé durant l'acquisition. Pour cela, il suffit de réactiver l'horloge dédiée, et de comparer les 872 valeurs de sortie à celles injectées en début de prise de données. On utilisera également cette sortie pour réaliser le chaînage de plusieurs puces.

2.6 Le chaînage de plusieurs HARDROCs

Le HARDROC a été spécialement dessiné pour pouvoir être chaîné à volonté (*daisy chain*). De cette manière il est possible de piloter autant de puces que nécessaire à l'aide d'un nombre restreint de lignes communes.

- Pour partager une ligne afin d'envoyer un signal, on utilise des sorties à collecteur ouvert. De cette façon on réalise une porte NOR² de manière implicite : si une sortie au moins est activée, le signal passe à l'état bas. Pour éviter que tous les ASICs n'émettent en même temps, on utilise un système de jetons. Le premier ASIC envoie son lot de données sur la ligne commune, puis quand il a terminé, il passe l'ordre d'émettre au suivant, qui fera de même et ainsi de suite.

1. La table de correspondance des 872 bits de *slow control* peut être trouvée dans la fiche technique (*datasheet*) de la puce qui est régulièrement mise à jour sur le site du pôle Oméga du LAL

2. Fonction NON OU : si l'une des entrées est active la sortie vaut 0, sinon elle vaut 1.

- Pour envoyer une information spécifiquement à une puce, on fait circuler l'information à travers toutes les puces du circuit grâce à des registres à décalages synchronisés sur une horloge spécifique commune. La sortie de l'un est connectée à l'entrée du suivant (ex : le *slow control* (cf. 2.5 page 54)).
- Certains signaux de contrôle sont communs à tous les HARDROCs. Pour distribuer ces signaux de manière synchrone, on utilise des lignes partagées (ex : Horloges globales 5 et 40 MHz, Horloge de *slow control* 5 MHz). L'utilisation de circuits amplificateurs de courant (*buffer*) peut s'avérer nécessaire lorsqu'on connecte un grand nombre de puces sur ces lignes.

Afin de transmettre correctement le signal à une fréquence de 40 MHz, il a été nécessaire d'adapter l'impédance des lignes pour limiter la dégradation du message transmis.

3 Le cycle d'acquisition

Contrairement aux expériences de physique des hautes énergies actuelles (ATLAS, CMS), pour lesquelles le signal numérisé est extrait de manière continue, la structure temporelle du faisceau leptonique d'ILC nous permet de réaliser l'acquisition en deux temps à une fréquence de 5 Hz (200 ms). Durant 0.95 ms les collisions ont lieu au sein du détecteur ILD, tous les événements sont alors enregistrés en mémoire. Il nous reste ensuite 199.05 ms pour extraire les données de la puce avant le prochain croisement de paquets (*bunch crossing*). De cette manière il n'est pas nécessaire d'utiliser la réjection d'événements par déclenchements (*trigger level selection*) qui est utilisée pour diminuer le flux de données auprès des accélérateurs hadroniques actuels. Toute l'information des collisions est ainsi conservée, et la sélection des événements physiques sera effectuée hors ligne (*offline*). C'est l'un des concepts fondamentaux proposés pour l'ILD.

3.1 Le pilotage de l'acquisition

Pour orchestrer l'acquisition auprès d'une série d'ASICs, on utilise un circuit logique programmable (FPGA), cette puce joue le rôle d'interface entre les HARDROCs et l'ordinateur d'acquisition. Dans cette puce, une machine d'état¹ est évaluée à chaque front d'horloge. Sur les premières cartes de test produites, le FPGA était directement monté sur le circuit de lecture (figure 4.6).

1. Les machines d'état sont des circuits de logique séquentielle servant exclusivement à générer des signaux de commande, en fonction de l'état d'un certain nombre d'entrées.



FIGURE 4.6 – Première carte de test : un FPGA (à gauche) et quatre HARDROCs pour un total de 254 canaux de lecture.

Par la suite nous avons déporté ce composant sur une carte externe jouant le rôle d'interface avec la carte apposée sur le détecteur. Cette carte générique¹ appelée DIF possède en effet plusieurs ports de communication (figure 4.7) :

- Un contrôleur USB permet d'établir un lien direct avec l'ordinateur d'acquisition. Il est utilisé pour le test de prototypes.
- Un port HDMI peut être utilisé pour établir un lien rapide vers une carte de contrôle pouvant accueillir jusqu'à 9 DIFs afin de concentrer l'information (cf. Chapitre 7).
- Une entrée LEMO de déclenchement externe.
- Une entrée LEMO pour opérer l'injection de charges.
- Une sortie LEMO afin de signaler que la carte est occupée (*busy*), et n'est pas en état de prendre de données.
- Des connecteurs libres supplémentaires pourront être affectés à d'autres tâches en modifiant le programme interne (*firmware*) du FPGA.

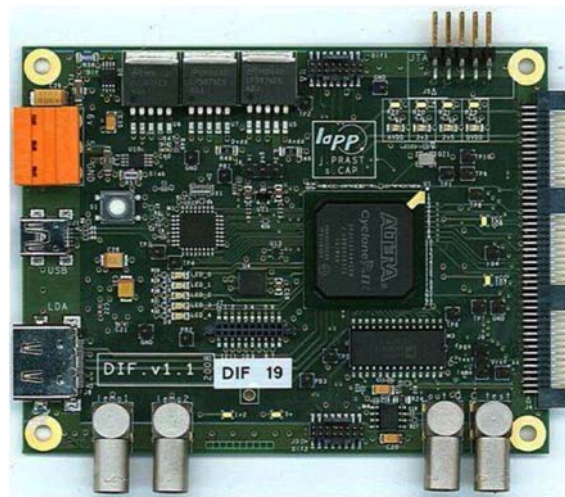


FIGURE 4.7 – Interface détecteur (DIF) développée en collaboration avec le LAPP (in2p3).

1. A terme, ce type de carte sera utilisé sur l'ensemble des calorimètres. La DIF est déjà utilisée par deux groupes de la collaboration CALICE.

3.2 Le cycle d'acquisition en chaîne

Pour activer l'acquisition, on utilise le signal **événement valide** envoyé par le FPGA à tous les HARDROCs de la chaîne (figure 4.8). Leur compteur temporel interne (BCID) est **remis à zéro** au démarrage de ce cycle. Pour chaque cellule déclenchée un événement sera enregistré dans la mémoire de l'ASIC auquel la cellule est connectée.

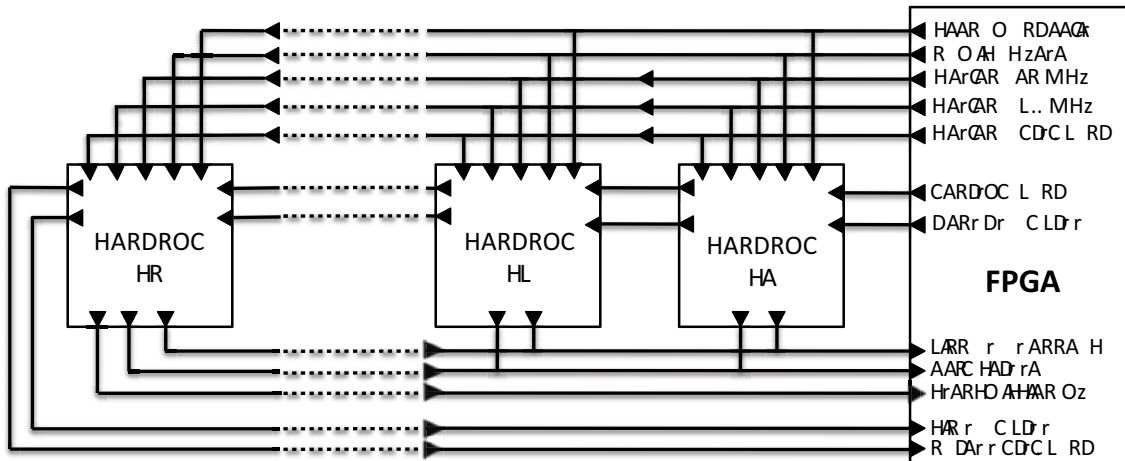


FIGURE 4.8 – Principe de câblage en chaîne de plusieurs HARDROCs contrôlés par un FPGA.

Durant la phase d'acquisition, si l'un des ASICs voit sa mémoire pleine, le **signal de saturation** est lancé sur une ligne commune pour en informer le FPGA. La machine d'état passe alors à la phase de **lecture** (*readout*). L'un après l'autre, les ASICs communiquent le contenu de leur mémoire interne sur la **ligne de données** commune (figure 4.9). Lorsqu'un ASIC procède au transfert, il l'indique au FPGA par l'intermédiaire d'une ligne dédiée (**transmission ON**). Le temps nécessaire pour extraire les 127 événements d'un ASIC est de $(127 \times 20 \times 8)_{\text{bits}} \times (200)_{\text{ns}} = 4.06 \text{ ms}$ (cf. table 4.2). La durée maximale de la phase de lecture pour n puces est donc de $n \times 4.06 \text{ ms}$. Dans la majeure partie des événements, les HARDROCs n'ont la mémoire que partiellement remplie, et le temps nécessaire à la lecture est largement inférieur. Une fois la phase de lecture terminée l'ensemble des mémoires sont **remises à zéro**.

3.3 Les modes de lecture implémentés dans la DIF

Auprès du collisionneur ILC, le déclenchement des phases d'acquisition et de lecture, sera synchronisé avec l'horloge du faisceau. Nous en parlerons dans le chapitre traitant de l'alimentation pulsée (cf. Chapitre 6). Pour contrôler simplement ce cycle lors du développement de notre prototype, trois modes de déclenchement (*trigger*) ont été implémentés dans le FPGA.

Le premier mode est très similaire à celui du cycle de l'ILC. Dès qu'un ASIC voit sa mémoire pleine le **signal de saturation** arrête l'acquisition et les données sont transmises au logiciel d'acquisition pour la sauvegarde. Une fois la lecture et la mise à zéro terminée,

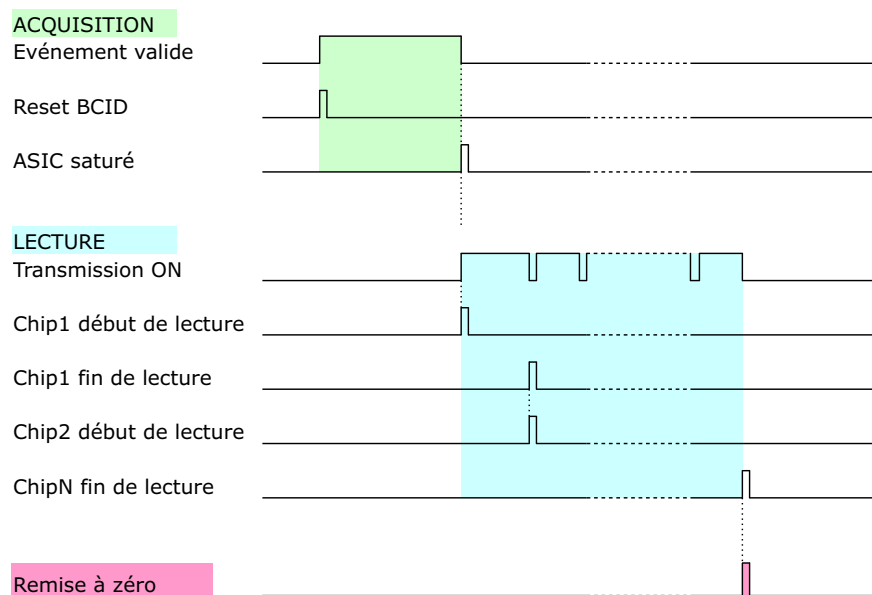


FIGURE 4.9 – Diagramme temporel du cycle d'acquisition et de lecture.

l'acquisition reprend. La durée moyenne de la période d'acquisition est intimement liée à la fréquence d'apparition des événements de bruit de fond. En effet un canal bruyant, peut rapidement remplir les 127 cases mémoires disponibles dans une puce, et l'acquisition sera alors fréquemment stoppée pour permettre la phase de lecture. Pour ne pas subir ce désagrément, un processus de calibration de l'électronique nous permet d'optimiser le rapport signal sur bruit en masquant éventuellement les cellules chaudes.

Le second mode utilise un déclenchement externe pour arrêter l'acquisition et commander l'écriture. Le reste du temps, dès qu'un ASIC émet un **signal de saturation**, la mémoire est **remise à zéro** sans sauvegarde et l'acquisition reprend. Une information complémentaire est disponible dans ce mode ; la valeur du compteur d'horloge au moment de l'arrêt de l'acquisition par le trigger externe.

Le troisième mode, contrairement aux deux modes précédents, n'est pas doté de cette capacité « d'auto-déclenchement » permettant de mettre en mémoire tout événement ayant eu un seuil déclenché. Ce dernier mode utilise une ligne de déclenchement externe dédiée pour forcer l'écriture de l'état des 64×3 bascules RS dans la mémoire interne de chaque puce. Ce mode est utilisé pour les mesures de piédestal ainsi que lors de la calibration par injection de charges.

4 Structure des données

Les données sont enregistrées de manière structurée à l'aide de balises, et disposent également d'un système de contrôle de redondance cyclique (CRC) permettant de vérifier pour chaque trame l'intégrité des informations qu'elle contient. L'essentiel de ma contribution ayant consisté en l'analyse de ces données brutes pour caractériser nos détecteurs : j'ai été chargé de concevoir une librairie C++ spécifique afin de décoder les fichiers enregistrés. Cette librairie a été plusieurs fois mise à jour afin de suivre l'évolution du format de données au fur et à mesure du développement de l'électronique de lecture. Grâce à ce programme, l'ensemble des informations relatives à chaque déclenchement de lecture est organisé selon une structure en arbre (*Triggers* \rightarrow *DIFs* \rightarrow *HARDROCs* \rightarrow *Cellules*). Ces informations ont tout d'abord été sauvegardées au format *root*, et plus récemment dans le format *lcio* développé par la collaboration ILD (cf. 5.2.2 page 63).

5 Le logiciel d'acquisition

La DIF nécessite d'être en communication constante avec un logiciel externe, notamment pour pouvoir sauvegarder les données qu'elle récolte sur un support physique.

5.1 Premiers développements sous LabView

Pour piloter les premiers prototypes de cartes de lecture (256 canaux) présentés précédemment (figure 4.6), une application a été développée sous l'environnement LabView (figure 4.10).

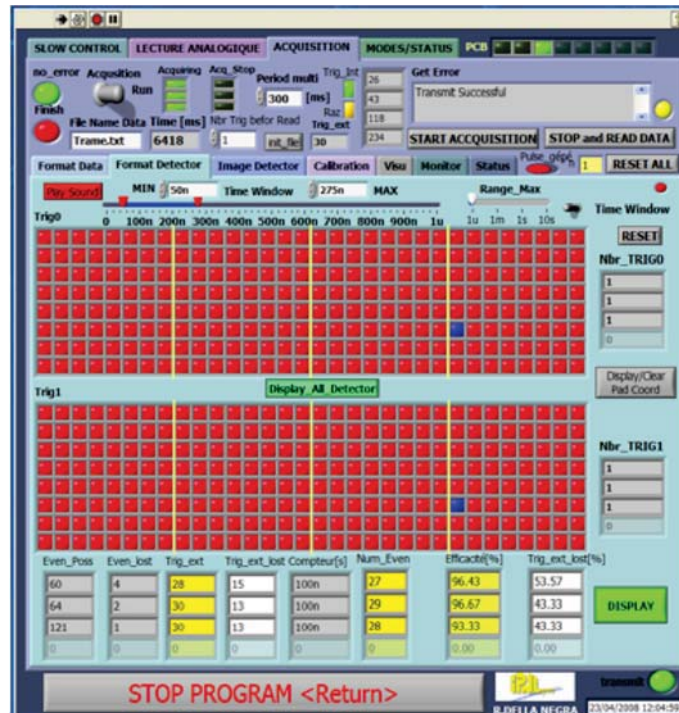


FIGURE 4.10 – Programme d'acquisition pouvant gérer jusqu'à 6 cartes de 4 HARDROCs.

Les paramètres de *slow control* sont préparés par l'utilisateur grâce à l'interface, puis ils sont chargés dans les ASICs. Lors de la prise de données, la machine d'état programmée dans le FPGA est en partie contrôlée par l'application externe via le port USB. L'application commande le démarrage de la séquence d'acquisition, la lecture, et le rapatriement des données. Pour cela, elle reçoit en permanence des informations de statut de la part du FPGA.

Au-delà du simple rôle d'acquisition et de sauvegarde, l'environnement LabView nous a permis de concevoir rapidement un système de monitoring complet. Une sélection temporelle rend possible l'affichage des cellules touchées pour chacun des deux seuils du HARDROC 1 (zone rouge quadrillée) lors du passage d'une particule (cellule bleue). L'efficacité de détection est également calculée en ligne (figure 4.10).

Au départ, la remise à zéro des HARDROCs était commandée par l'intermédiaire du logiciel externe précédemment introduit. Mais le transfert de commande via le port USB crée un temps mort d'accès non-négligeable (jusqu'à 16 ms pour l'envoi d'une commande d'un octet). Nous avons donc observé une forte perte d'efficacité d'acquisition lorsque nous avons travaillé avec des seuils proches du bruit de fond du détecteur entraînant une remise à zéro fréquente (cf. 3.2 page 57). Le problème a été réglé en confiant le contrôle de la remise à zéro au FPGA, nous permettant ainsi d'obtenir une efficacité de l'acquisition de 95%. Ce système d'acquisition a été utilisé tout d'abord sur notre banc cosmique à Lyon, puis lors de nos premiers tests sur faisceaux de particules au CERN à partir de 2008.

Néanmoins lorsque le développement d'un circuit de lecture couvrant un mètre carré (144 HARDROCs) a commencé, l'utilisation d'un nouveau logiciel d'acquisition plus fiable et plus rapide s'est avéré nécessaire. Nous avons alors choisi l'environnement de développement modulaire XDAQ pour concevoir notre système d'acquisition.

5.2 L'acquisition à grande échelle sous l'environnement XDAQ

L'utilisation de l'environnement d'acquisition XDAQ [24] permet de déployer les processus de mesure et de contrôle sur un réseau d'ordinateurs de manière très flexible. En effet, l'architecture est basée sur le démarrage de serveur web dédiés (appelés **executives**) sur lesquels des services (**applications**) peuvent être exécutés en chargeant une librairie dynamique. La description et la configuration des services chargés sur chaque **executive** se fait à l'aide de fichiers XMLs. L'ensemble de ces programmes est écrit en C++, ce qui facilite l'intégration du code de la collaboration au sein de cet environnement.

Ce concept permet de moduler à souhait la dimension du système d'acquisition sans souffrir d'aucune limitation technique, puisqu'il suffit de multiplier le nombre de serveurs, et de cartes constituant le réseau d'acquisition pour augmenter le nombre de canaux traités. Bien que XDAQ ait été initialement développé pour le trajectographe de l'expérience CMS, c'est un environnement de développement libre qui a été conçu de manière suffisamment abstraite pour pouvoir être utilisé dans de nombreux types de scénarios expérimentaux. Il est actuellement envisagé de l'utiliser sur l'ensemble des détecteurs développés par la collaboration CALICE.

5.2.1 Un traitement distribué

Plusieurs moyens de communication sont disponibles pour établir le lien entre les applications XDAQs :

- Le partage de mémoire vive par deux applications chargées sur le même serveur (*zero-copy*).
- L'utilisation de sockets internes pour l'envoi de messages entre deux serveurs exécutés sur la même machine.
- L'utilisation de sockets TCP/IP pour des applications situées sur des noeuds physiques différents.

L'environnement de travail fournit deux protocoles de haut niveau (SOAP¹ et I2O²) autorisant l'écriture, l'émission et la réception de messages : indépendamment du type d'implémentation choisi pour établir la communication entre les différentes instances.

C'est en particulier l'assembleur d'événements (**E**vent **B**uilder), qui est hérité des développements réalisés pour l'expérience CMS [24]. Le schéma de principe présenté figure 4.11 permet de visualiser l'architecture du système, ainsi que la relation entre les différents éléments.

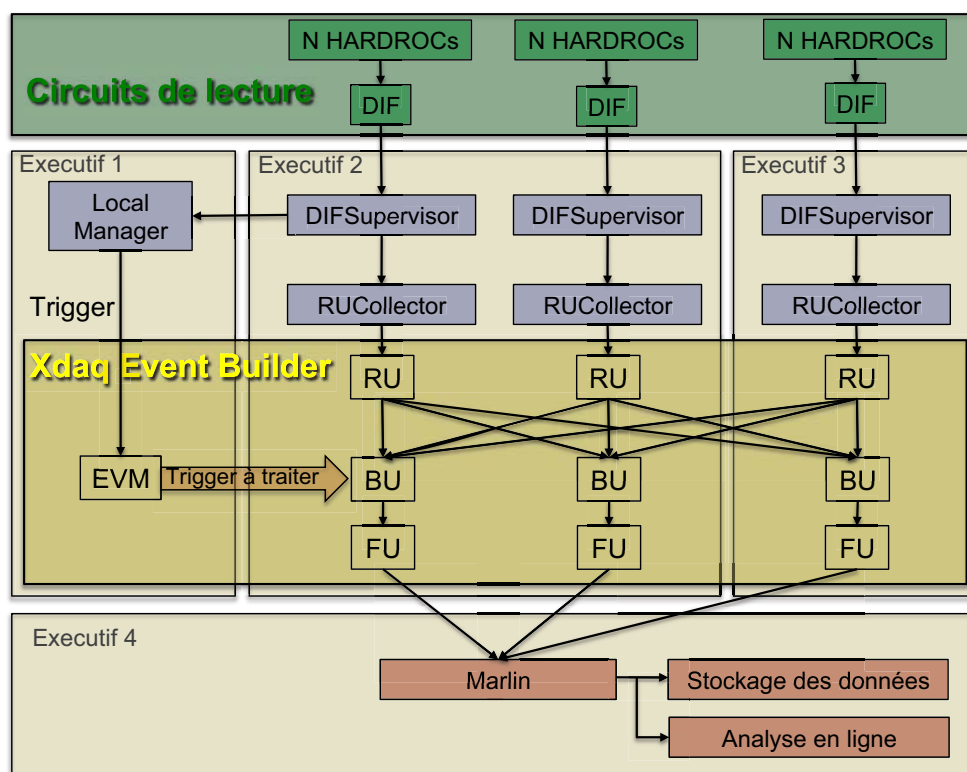


FIGURE 4.11 – Diagramme du déploiement de l'environnement d'acquisition.

1. Le *Simple Object Access Protocol* SOAP, permet la transmission de messages entre objets distants, ce qui veut dire qu'il autorise un objet à invoquer des méthodes d'objets physiquement situés sur un autre serveur par l'intermédiaire de messages au format XML.

2. L'*Intelligent Input Output* (I2O), permet de réaliser un transfert de messages au format binaire.

Chaque carte **DIF** est connectée sur un ordinateur d'acquisition *via* un port USB. Le **DIFsupervisor**, une librairie spécifique écrite en C++ gère la communication et le contrôle de la **DIF**. Durant la prise de données, ce programme copie dans la mémoire vive les fragments de données extraits des **HARDROCs**. Il permet également de transmettre avant la prise de données, les paramètres de configuration des ASICs de lecture. Pour chaque **DIF** utilisée, nous déclarerons donc une instance de ce module.

Le **RUCollector** est une interface permettant d'introduire le flux de données dans l'environnement XDAQ par l'intermédiaire de l'**unité de lecture (RU)**. Les unités de lecture **RU** collectent les données du détecteur pour chaque déclenchement. Lorsqu'une trame de données est complètement transmise à une **RU**, l'emplacement mémoire correspondant est libéré par le **RUCollector**.

Le **gestionnaire d'événements (EVM)** contrôle le déroulement global de l'acquisition, et la répartition des événements sur les différentes **unités de reconstruction (BU)**. Lorsqu'un déclenchement est détecté par l'**EVM**, celui-ci demande à chaque **RU** d'envoyer ses données vers une **unité d'assemblage (BU)** commune. Dès que l'événement est complet, il est dirigé par l'intermédiaire d'une **unité de filtre (FU)** vers un ensemble de processeurs dédiés à l'analyse fonctionnant sous l'environnement **Marlin**. Le premier gère la conversion et la **sauvegarde** des données au format LCIO qui est utilisé par l'ensemble de la collaboration ILD (librairie DHCalAnalysis). Le second permet de réaliser une **analyse en ligne** des données. Le résultat de l'analyse en ligne peut être consulté via une interface web, ou une interface développée en java.

Cette architecture permet donc de décoller la capture des fragments d'événements de leur assemblage et de leur traitement. Elle permet également de dimensionner l'acceptance des modules de collection et de traitement en fonction du flot de données, et le cas échéant de répartir ces tâches sur un réseau d'ordinateurs plus important.

L'acquisition auprès du prototype physique nécessitera l'utilisation de modules complémentaires que nous décrirons dans le chapitre qui lui est dédié pour plus de clarté (cf. Chapitre 7). Ceci est principalement dû aux limitations de débit de l'USB, ainsi qu'à la complexité de la synchronisation des différents sous systèmes.

5.2.2 Le format de données LCIO

L'environnement LCIO (Linear Collider I/O) a été conçu pour la sauvegarde et la restauration de données issues des futurs détecteurs de l'ILC. Il propose un modèle d'événement générique dans lequel les données sont organisées en collections. Chaque collection contient une série d'objets dont la structure est adaptée au caractère de l'information à stocker, ainsi qu'une liste de paramètres. Ce format de données est actuellement utilisé pour les études de physique basées sur la simulation. Il est également mis en oeuvre auprès de la majorité des prototypes de sous détecteurs en cours développement. De cette manière, il est possible de réaliser très simplement la reconstruction d'événements, par exemple lors d'un test sur faisceau combinant deux sous détecteurs (ex : calorimètre électromagnétique + calorimètre hadronique). Au lancement d'une nouvelle acquisition, un fichier LCIO est créé. La première étape consiste à enregistrer les paramètres de *slow control* appliqués dans l'entête de ce fichier, s'ensuivra l'écriture d'une série d'événements jusqu'à la fermeture du fichier en fin d'acquisition.

Dans le cas du SDHCAL chaque événement correspond à un cycle d'acquisition/lecture. Il est composé de :

- Une collection de GenericObjects (RU XDAQ) : Ils contiennent les données brutes de chaque DIF récupérées par les unités de lecture (RUs) et enregistrées sous la forme d'une série d'entiers. Cette collection permet de garder un exemplaire des données avant la suppression de zéros. Dans le contexte de notre phase de développement de l'acquisition, la sauvegarde de cette information nous permet de détecter d'éventuelles anomalies ayant eu lieu lors la conversion de données.
- Une collection de RawCalorimeterHits (DHCALRawHits) : Chacun d'eux représente une cellule touchée à laquelle est associée une étiquette temporelle. Cette structure contient également l'état des trois seuils ainsi que l'identifiant du HARDROC et de la DIF associés à la cellule. Un événement pourra contenir l'enregistrement de plusieurs interactions ayant eu lieu à des instants différents que nous analyserons une par une en effectuant une sélection temporelle.

5.2.3 Connexion avec une base de données

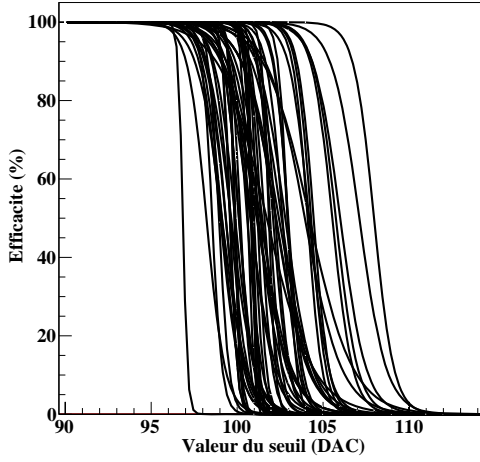
L'environnement XDAQ permet également de réaliser des échanges avec une ou plusieurs bases de données. C'est l'ensemble des informations liées à la prise de données qui seront enregistrées de cette manière : Les divers fichiers de configurations utilisés ; Les conditions de pression et de température auprès des détecteurs ; Les paramètres de débit du mélangeur de gaz ; Les paramètres de contrôle des alimentations haute tension pour les GRPCs.

La prise en compte de ces conditions expérimentales lors de l'analyse hors ligne permet d'appliquer d'éventuelles corrections de calibration. Par la même occasion, cet outil permet de réaliser un suivi des conditions expérimentales sur un grand nombre de prises de données, et permettra d'évaluer aisément l'impact du vieillissement de notre détecteur.

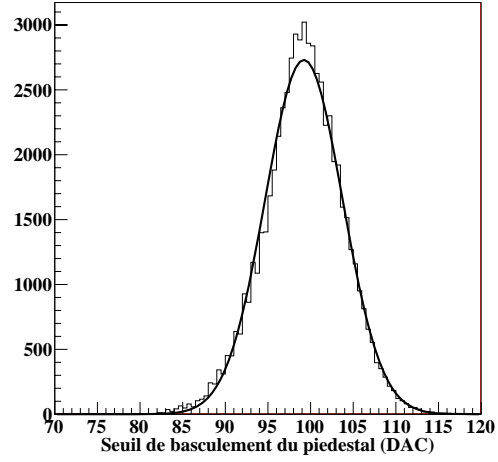
6 Mesure du pedestal

Pour étudier le piédestal de chaque voie, nous utilisons le troisième mode de lecture implémenté dans le FPGA (cf. 3.3 page 57). Nous réalisons ainsi un type d'acquisition bien spécifique : Pour chaque valeur de seuil DAC (0-1023) nous forçons l'enregistrement de 100 événements dans la mémoire de l'ASIC grâce à la ligne de déclenchement externe dédiée. On construit alors une courbe d'efficacité, qui nous permet d'évaluer le niveau du bruit sur chacun des canaux.

La courbe d'efficacité est obtenue en comptant le nombre d'événements pour lesquels le discriminateur est effectivement déclenché. En réalisant la mesure pour chaque valeur de seuil DAC, on construit une courbe en forme de S inversé (*S-Curve*), elle peut être ajustée par une distribution de type Fermi-Dirac (figure 4.12 (a)).



(a)



(b)

FIGURE 4.12 – (a) : Ajustement des courbes de piédestaux pour les 64 voies d'un HARDROC. (b) : Distribution du seuil de basculements des piédestaux, pour 64000 canaux.

La seuil de détection moyen du bruit de fond correspond à une valeur DAC de 99. Il a été mesuré sur un échantillon représentatif de 1000 HARDROCs (figure 4.12 (b)). La largeur de la distribution est de 4.5 DAC. En se portant à 5σ du bruit électronique, la gamme dynamique accessible pour la détection s'étale donc entre 122 et 1023 DAC.

7 La calibration de l'électronique de lecture

Lors de la fabrication des puces, la dimension des masques peut fluctuer d'un canal à l'autre, ainsi le gain de chaque voie sera légèrement différent. Le processus de calibration de l'électronique de lecture est réalisé dans le but d'obtenir une réponse homogène auprès de l'ensemble des canaux. Pour cela, le gain de préamplification de chacune des voies sera très précisément ajusté.

Les 64 paramètres de *slow control* « C_{test} » nous permettent d'ajouter à l'entrée de chaque préamplificateur, une capacité de 2 pF (figure 4.13). C'est par l'intermédiaire de ce composant que nous allons procéder à l'injection d'une charge de test pour la calibration. La quantité de charges injectées est proportionnelle à l'amplitude du créneau en tension appliqué sur l'entrée (en bas du schéma) par la relation $Q = CV$ (ex : pour 2 pF, 0.5 V => 1 pC).

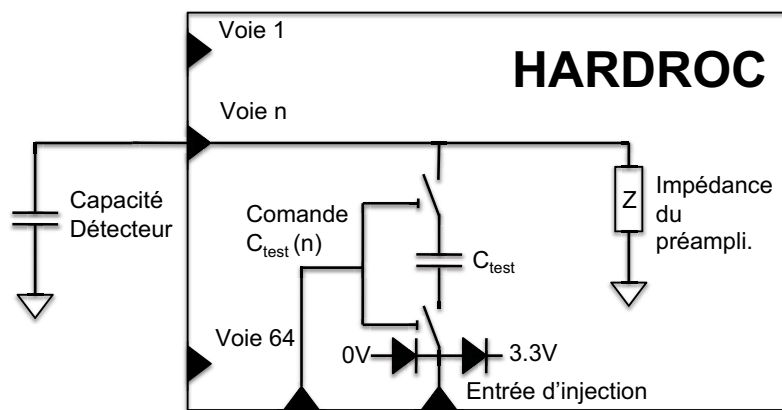


FIGURE 4.13 – Schéma du dispositif de calibration.

La procédure de calibration consiste à injecter une charge de 100 fC dans chacun des 64 canaux du HARDROC. Pour chaque valeur de seuil (0-1023) on réalise 100 injections consécutives. De même que pour le piédestal, la courbe d'efficacité est obtenue en comptant le nombre d'événements effectivement enregistrés pour chaque valeur de seuil. La procédure d'injection est répétée pour quatre valeurs de gain. On construit pour chaque canal la courbe de variation du point d'inflexion en fonction du gain paramétré. Cette relation est linéaire, et le coefficient directeur est légèrement différent pour chacune des voies. En utilisant le coefficient directeur moyen, il est possible d'ajuster précisément le gain de chaque canal pour obtenir une réponse homogène de l'ensemble des voies pour un gain donné tel que présenté figure 4.14, et figure 4.15.

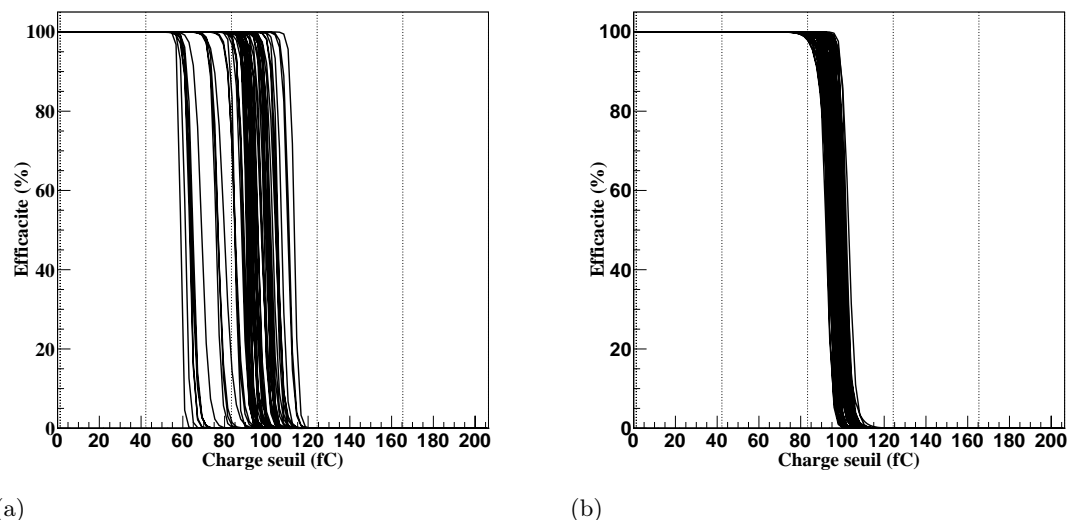


FIGURE 4.14 – Courbes d'efficacité avant (a) et après (b) l'étape de correction de gain (pour les 64 canaux d'un ASIC).

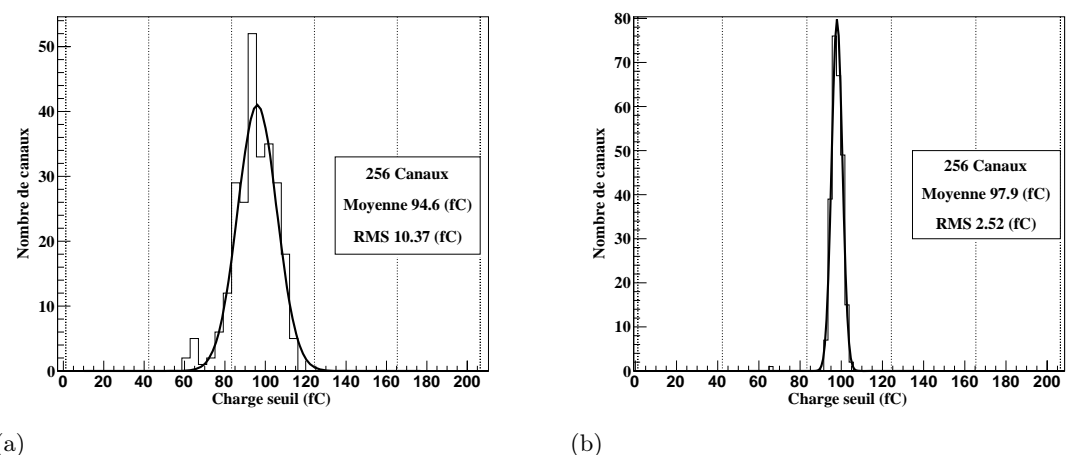


FIGURE 4.15 – Distribution des 256 points d'inflexion pour une carte de 4 ASIC, avant (a) et après (b) la calibration.

Pour connaître la réponse de l'électronique maintenant calibrée, nous procédons à une mesure de linéarité en injectant différentes charges (figures 4.16 et 4.17). Pour construire ces courbes, nous avons bien entendu soustrait la valeur de piédestal précédemment mesurée.

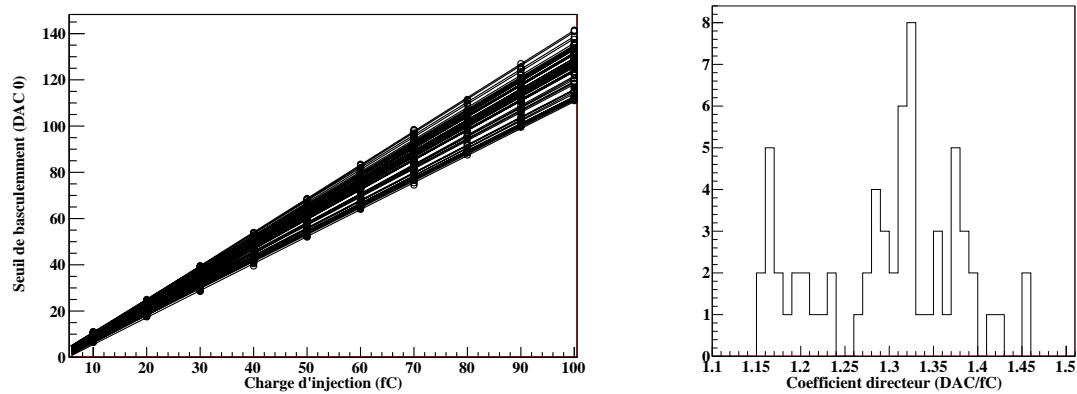


FIGURE 4.16 – Ajustement linéaire de la réponse du premier discriminateur contrôlé par le DAC 0 avant calibration (pour les 64 canaux d'un ASIC).

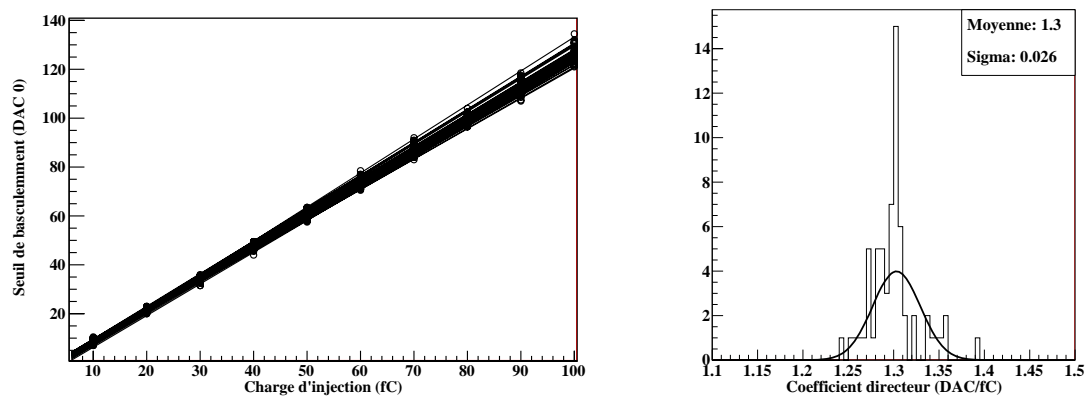
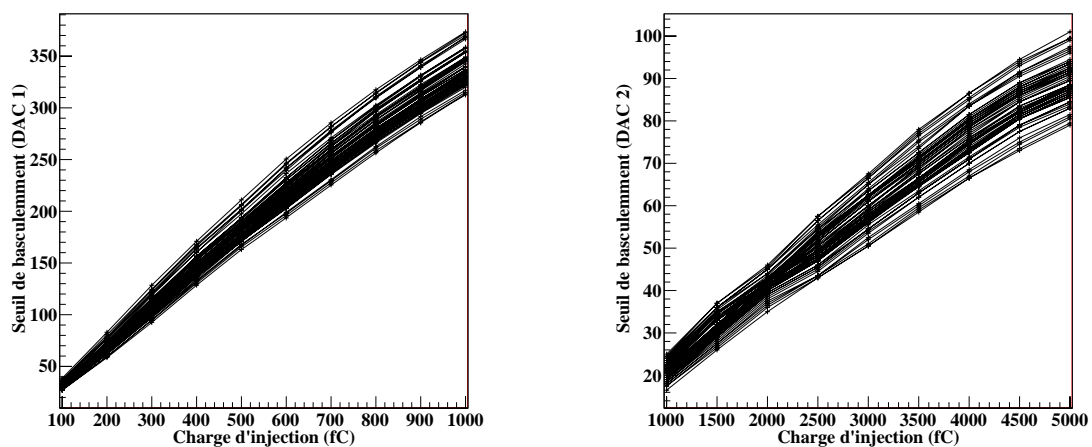


FIGURE 4.17 – Ajustement linéaire de la réponse du premier discriminateur contrôlé par le DAC 0 après calibration (pour les 64 canaux d'un ASIC).



(a)

(b)

FIGURE 4.18 – (a) : Réponse du deuxième discriminateur dont le seuil est contrôlé par le DAC 1. (b) : Réponse du troisième discriminateur dont le seuil est contrôlé par le DAC 2.

Sur les figures précédentes on s'aperçoit que le gain a été corrigé pour obtenir la détection homogène d'une charge de 100 fC. Elle correspond à un dixième de la charge produite lors du passage d'une particule de minimum d'ionisation (MIP) dans le détecteur. Cette correction de gain étant appliqué sur l'étage d'entrée, la correction influe sur la réponse de l'ensemble des FSBs. On constate donc une dispersion des courbes de réponses sur les discriminateurs pilotés par les DACs 1 et 2, ainsi que l'apparition d'une non-linéarité, dans le cas de fortes charges. La non-linéarité est due à la saturation des transistors ainsi qu'à la perte de potentiel dans les résistances du préamplificateur. En effet, lorsque la charge d'entrée est forte et que le temps de montée du signal est rapide, le courant (instantané) peut être élevé. Pour une charge de 5 pC injectée en 5 ns, le courant traversant le transistor d'entrée est de ~ 1 mA ce qui correspond à plus de 200 mV de perte de potentiel sur la tension de polarisation (3.3 V)(figure 4.2). Concernant la saturation du transistor, la limite de courant instantané du préamplificateur est de 3 mA.

Grâce aux lois de variations obtenues (figures 4.17 et 4.18), nous allons pouvoir choisir le seuil que nous désirerons appliquer lors de la détection, ceci en accord avec le spectre analogique attendu auprès du détecteur pour une ou plusieurs particules (cf. 6 page 45).

Cette procédure de calibration est une première étape, qui permet de corriger les inhomogénéités de fabrication des puces. Elle sera complétée par une correction complémentaire en fonction de la réponse du détecteur une fois assemblé. En effet la capacité que représente le carreau de cuivre associé au détecteur peut varier d'une zone à une autre en fonction du plaquage du circuit de lecture. Il est nécessaire de prendre en compte cette variation d'impédance pour pouvoir obtenir une efficacité de détection homogène.

8 Reconstruction des événements physiques

Un grande partie de mon travail de thèse a consisté en l'élaboration d'algorithmes dédiés à l'étude des données issues de cette chaîne d'acquisition. Deux méthodes d'analyse ont été utilisées pour obtenir les résultats qui seront présentés dans les prochains chapitres.

La première est basée sur l'étude de la distance en temps entre l'arrivée du déclenchement externe et les étiquettes temporelles des événements en mémoire. On peut ainsi reconstruire l'historique de la mémoire de chaque puce avec pour référence la date du déclenchement externe (figure 4.19). Ce mode est fort utile car il permet d'étudier simplement l'efficacité d'une chambre à l'aide d'une paire de scintillateurs en coïncidence.

Les événements composant le pic à (3-6) BC représentent les particules ayant déclenché les scintillateurs. Les autres événements correspondent généralement à du bruit de fond. Un retard de déclenchement moyen de trois coup d'horloge est observé. Ceci est dû à la présence d'une sécurité à plusieurs bascules ralentissant la propagation du déclenchement externe dans le FPGA. L'étude de cette distribution permet de mesurer l'efficacité de détection, ainsi que la fréquence du bruit de fond de la chambre. Elle a été utilisée pour les premières caractérisations de nos détecteurs.

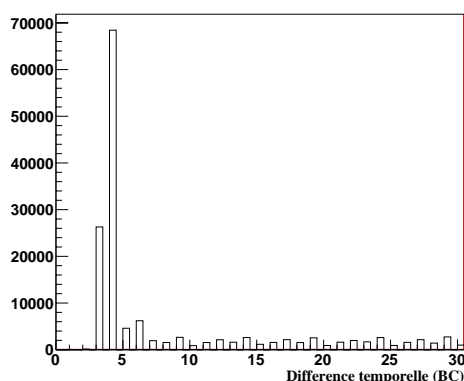


FIGURE 4.19 – *Distribution temporelle du signal du premier seuil par rapport au déclenchement du trigger. L'axe horizontal est gradué en coups d'horloge (BC) de 200 ns.*

La **seconde** méthode est basée sur la comparaison entre les étiquettes temporelles des cellules touchées. Un événement correspond à un jeu de cellules touchées sur des plans de détection différents durant un intervalle de temps de ± 400 ns. Une analyse par reconstruction de traces sera ensuite appliquée sur ce type d'événements (cf. 3 page 76). Cette méthode peut être utilisée pour analyser des données prises dans les trois modes d'acquisition précédemment introduits (cf. 3.3 page 57).

9 Les différentes versions du HARDROC

Etant donné le coût élevé de chaque passage en fonderie, une pré-caractérisation de l'ASIC est réalisée par simulation au fur et à mesure de sa conception jusqu'à obtenir les spécifications désirées. Malgré cela, lors de la mise en oeuvre en conditions réelles, la puce peut être sujette à des dysfonctionnements ayant échappé à la simulation. Après une étape de test, les défauts de conception sont corrigés pour donner naissance à une nouvelle version de la puce. Le développement d'un ASIC est généralement le fruit de plusieurs itérations successives de ce processus.

Dans notre cas, le développement de l'ASIC de lecture, s'est déroulé parallèlement au développement des détecteurs. Durant ma thèse j'ai ainsi eu l'occasion d'utiliser les différentes versions de cette puce pour réaliser mes mesures. Pour cette raison, il est utile de résumer succinctement la chronologie du développement de ce composant :

Le **HARDROC 1** possédait seulement deux seuils, et la plage d'ajustement de gain était codée sur 6 bits au lieu de 8 (limitant les possibilités d'ajustement lors de la calibration). Sur cet ASIC, le système de masque n'était pas encore disponible, et la présence d'un canal bruyant sur une puce nous obligeait à augmenter le seuil de déclenchement sur l'ensemble des 64 voies pour limiter la fréquence de remise à zéro de l'acquisition due à la saturation de la mémoire. Cette puce a été utilisée sur les premières cartes de lecture (figure 4.6), ainsi que pour la réalisation de notre premier mètre carré d'électronique.

Le **HARDROC 2** nous permet de disposer d'un seuil supplémentaire sans changer l'occupation mémoire. Ceci grâce à l'ajout d'un FSB suivi d'un discriminateur, ainsi qu'un module d'encodage des seuils. Le principal défaut de cette version est un problème lié à un changement de routage interne pour la transmission du *slow control* entre les puces. L'astuce trouvée pour pallier à ce problème était d'augmenter la tension d'alimentation des puces au-delà de la tension de référence. Ce prototype a également été produit en petite quantité (<500).

Le **HARDROC 2B** corrige l'ensemble de ces erreurs, et son fonctionnement satisfait nos attentes. Il a été produit à grande échelle (10.300 unités) pour être intégré dans le prototype technologique que nous présenterons dans la suite de ce manuscrit.

Pour caractériser l'ensemble des HARDROC 2B produits, une station de test automatisée a été conçue à Lyon (figure 4.20). L'application de pilotage et d'acquisition de ce banc de test a été développée sous LabView. Un système de préhension pneumatique permet de disposer la puce sur une carte électronique spécialement conçue. La puce est alors soumise à différents tests. Une fois la caractérisation terminée, l'ensemble des résultats est enregistré dans une base de données, et la puce est ramenée dans l'espace de stockage par le bras robotisé. Les puces défectueuses (7.4 %) seront ensuite retirées de la chaîne de production (figure 4.21). Ce précieux outil nous a permis de caractériser, en quelques semaines seulement, l'ensemble des ASICs produits : à une vitesse de 160 ASICs/jour.

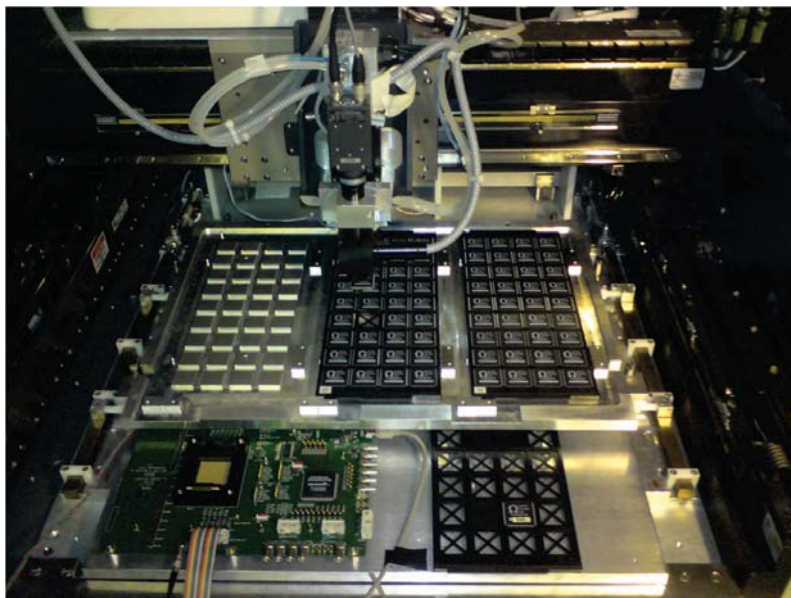


FIGURE 4.20 – Station de test automatisée du HARDROC 2B.

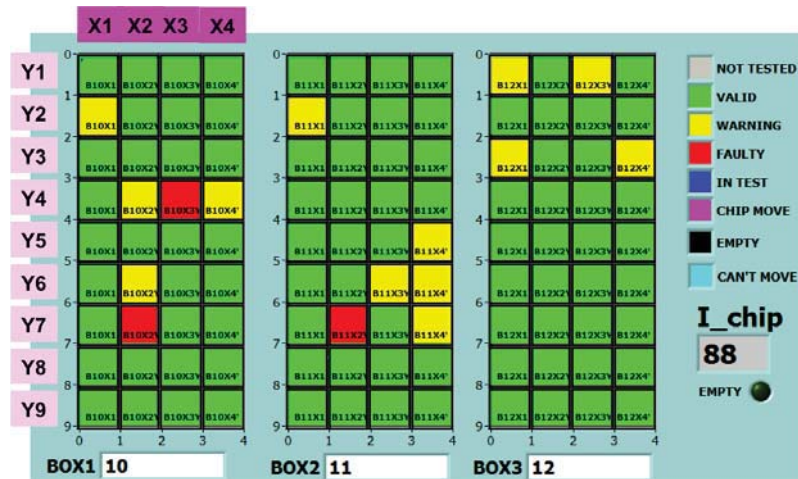


FIGURE 4.21 – Résultats de la caractérisation d'une série de 108 HARDROC 2B.

Chapitre 5

Le développement des GRPC pour le SDHCAL

Nous avons introduit précédemment le principe de fonctionnement du détecteur GRPC (cf. Chapitre 3). Ce détecteur est simple à construire, robuste, et surtout très efficace pour détecter le passage de particules chargées : c'est pourquoi nous avons choisi de l'utiliser pour instrumenter notre calorimètre hadronique en le couplant au système de lecture semi-digitale introduit dans le chapitre précédent. Dans le présent chapitre j'exposerai les étapes du développement de ce détecteur. Pour cela, je m'appuierai sur les résultats de mes travaux expérimentaux consistant en la caractérisation de plusieurs prototypes. Résultats qui ont d'ailleurs fait l'objet d'un article publié dans la revue JINST [18]. Les diverses options testées seront présentées, et chaque choix technique sera justifié au regard des résultats obtenus. Pour finir nous verrons qu'il est possible de produire des chambres de détection de très grandes dimensions (plusieurs mètres carrés), afin de minimiser les zones mortes dans notre futur calorimètre.

Contenu

1	Introduction	75
2	La caractérisation d'un détecteur GRPC	75
3	Technique d'analyse	76
4	Les dispositifs expérimentaux utilisés pour l'étude du com- portement des chambres	78
4.1	Le banc de test cosmique	78
4.2	Les tests sur faisceau	80
4.3	Les sources radioactives	82
5	Caractéristiques du détecteur de référence	83
6	Propriétés du mélange gazeux utilisé.	83
6.1	Seuil de production des <i>streamers</i>	84
6.2	Contamination par l'eau	88
6.3	Le bon mélange	89
7	Constitution des électrodes	90
7.1	Matériaux résistifs composant les électrodes, et fréquence maxi- male d'acquisition	90
7.2	Matériau résistif recouvrant les électrodes.	93
7.3	L'épaisseur du verre	96
8	La connexion de la haute tension et l'isolation des électrodes.	96

9	Distance de séparation entre les carreaux de cuivre de lecture.	97
9.1	Le télescope EUDET	97
10	Effet d'angle	98
11	Des chambres de grandes dimensions	99
11.1	Les plots d'espacement	99
11.2	L'homogénéité du dépôt résistif	102
11.3	Homogénéité de détection auprès des détecteurs de grandes di- mensions	102
12	La stabilité d'opération	106
13	L'effet de l'âge sur les chambres de détection	107
13.1	Attaque du verre par l'acide fluorhydrique HF	107
13.2	Polymérisation	108
13.3	Recherche d'une variation de résistivité volumique	108
13.4	Variation de la fréquence de bruit de fond	113
13.5	Conclusions sur l'effet de l'âge	114
14	Des unités sensibles actives pour un prototype physique	114
14.1	Les plans de lecture de un mètre carré	114
14.2	Le conditionnement de l'unité sensible active	114
14.3	L'étape de validation des unités sensibles	116
15	Conclusion	117

1 Introduction

Ma première contribution au projet SDHCAL remonte à l'année 2008 durant laquelle j'ai effectué un premier stage. A cette époque nous ne possédions pas encore l'électronique de lecture introduite au chapitre précédent. Une chaîne de traitement analogique commerciale m'a néanmoins permis d'étudier une série de chambres GRPCs de référence qui nous ont été fournies par nos collègues de l'IHEP de Protvino [15]. Les dimensions de ces chambres sont les suivantes : $33.55 \times 8.35 \text{ cm}^2$. Lors de mon stage de deuxième année de master (2009), j'ai commencé à utiliser la nouvelle électronique semi-digitale alors disponible (figure 4.6) : 8×32 carreaux de cuivre de 1 cm^2 pour un total de 256 canaux. Après avoir réalisé des tests préliminaires destinés à valider l'utilisation de cette électronique auprès des chambres GRPCs de référence, nous avons étudié différentes solutions techniques susceptibles d'améliorer les qualités du détecteur en concevant une série de prototypes. Ces derniers possèdent les dimensions du modèle Russe, afin de pouvoir réutiliser la même carte de lecture lors des essais.

2 La caractérisation d'un détecteur GRPC

Pour étudier nos prototypes nous réalisons systématiquement la série de mesures présentées ci-après. Grâce à elle nous pouvons évaluer la pertinence des différents choix technologiques mis en oeuvre et sélectionner le plus approprié d'entre eux.

L'efficacité de détection est le paramètre principal. Elle est obtenue en effectuant le rapport entre le nombre de particules ayant été détectées, et le nombre de particules ayant effectivement traversé le détecteur. Il est à noter que dès lors que la mesure est réalisée à l'aide d'une électronique à seuil, la valeur de ce dernier influera sur l'efficacité de détection. Généralement on ajustera le seuil de déclenchement à 5σ du piédestal ce qui correspond à une charge de $\sim 100 \text{ fC}$. Bien en dessous de la valeur moyenne du spectre de charge (figure 3.5) (cf. 5 page 44).

La multiplicité correspond au nombre moyen de cellules touchées lors d'une détection. Plusieurs cellules voisines peuvent effectivement être déclenchées par le courant induit dans une avalanche. La multiplicité ne dépend pas que des caractéristiques du détecteur, elle est fortement corrélée au seuil appliqué. Une étude comparative en utilisant un même seuil permettra néanmoins d'évaluer l'impact d'un choix technologique sur la multiplicité. Finalement, c'est la multiplicité qui définira en grande partie la résolution spatiale de notre calorimètre hadronique.

Le bruit de fond, représente la fréquence de détection d'un signal non physique par le système d'acquisition. Une cellule peut être déclenchée par un courant dans la couche résistive, mais également par une avalanche d'origine thermique ou radioactive.

Dans le cas d'un détecteur idéal, l'efficacité de détection est maximale (100 %), et la fréquence du bruit de fond est négligeable ($< 1 \text{ Hz/cm}^2$). Lors du passage de la particule au centre d'une cellule, elle seule doit être déclenchée pour une multiplicité proche de l'unité. Si l'on prend pour exemple une fréquence de bruit de fond de 1 Hz/cm^2 , avec une sélection temporelle de 400ns pour reconstruire un événement, la probabilité de voir une cellule déclenchée par du bruit sur une chambre de 1 m^2 est de 0.3 %.

3 Technique d'analyse

Les mécanismes de sélection temporelle des cellules correspondant à un événement ont été introduits dans le chapitre précédent (cf. 8 page 68). Rappelons que la première méthode de sélection permet de réaliser des mesures directes d'efficacité de multiplicité de manière globale sur l'ensemble de la chambre. Nous allons à présent introduire une technique d'analyse par reconstruction de traces que j'ai souvent eue l'occasion d'utiliser durant mes travaux de recherches : elle permet d'effectuer des mesures très localisées pour caractériser précisément les chambres de détection. Cette étude est réalisée de préférence auprès de particules chargées de haute énergie, afin de détecter des traces (muons) et non des interactions (pions). On doit disposer d'un minimum de quatre plans de détection pour pouvoir la mettre en oeuvre.

Tout d'abord, le jeu de cellules touchées est placé dans l'espace à sa position de référence. Ensuite, on agglomère sur chaque plan les cellules proches ($d < 2$ cm) pour former des *clusters*. Finalement une droite est ajustée sur cette série de *clusters* afin de reconstruire la trace de la particule incidente. La figure 5.1 présente une trace enregistrée auprès de trois détecteurs de petite dimensions utilisés pour étudier localement un quatrième prototype de grande dimensions (position : $z = 117$ cm).

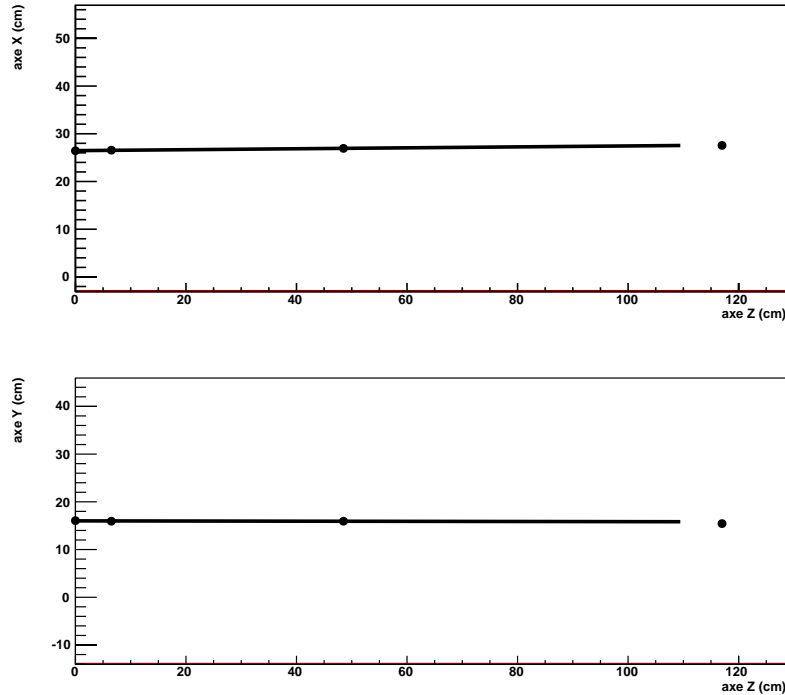


FIGURE 5.1 – Vue projetée (x,z) et (y,z) d'un événement enregistré à l'aide de quatre plans de détecteurs. L'ajustement est réalisé sur les trois premiers, puis projeté dans le quatrième pour réaliser l'étude de ce dernier.

Pour améliorer la reconstruction on étudie les distributions de distances entre les *clusters* de chaque plan et la droite ajustée (figure 5.2). On corrige alors le déport (*offset*) de chaque détecteur après avoir analysé quelques centaines d'événements. La résolution sur la position de la trace reconstruite est alors inférieure au centimètre : $\sigma_x = 0.33$ cm, $\sigma_y = 0.29$ cm (proche de $1/\sqrt{12}$ limite géométrique).

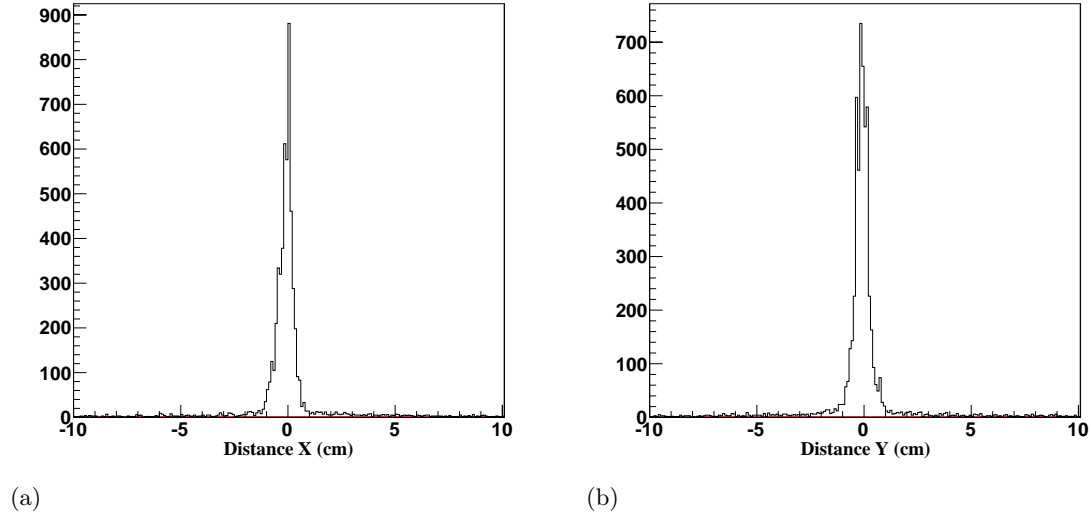


FIGURE 5.2 – Distribution de la distance entre le point projeté et le(s) *cluster(s)* dans le détecteur étudié (axes X et Y).

L'étude de la zone pointée par une trace reconstruite dans trois détecteurs sur un quatrième nous permet donc de réaliser une mesure locale d'efficacité, et de multiplicité. Elle a été utilisée pour obtenir la majeure partie des résultats présentés dans ce chapitre.

4 Les dispositifs expérimentaux utilisés pour l'étude du comportement des chambres

Lors du développement d'un détecteur gazeux, plusieurs sources de particules peuvent être utilisées afin de caractériser les prototypes. Ces sources produisent différents types de particules. Il est donc important de prendre en compte la composition du flux ainsi que son intensité¹ lors de l'étude.

4.1 Le banc de test cosmique

L'univers qui nous entoure est constamment baigné par un flux de noyaux atomiques et de particules de haute énergie : c'est le rayonnement cosmique. Ces particules sont issues des réactions nucléaires ayant eu lieu au cœur des étoiles, et se propagent librement dans le vide interstellaire. Lorsqu'elles pénètrent dans l'atmosphère terrestre, la majorité d'entre elles interagissent et donnent naissance à une cascade atmosphérique de particules secondaires (figure 5.3 (a)).

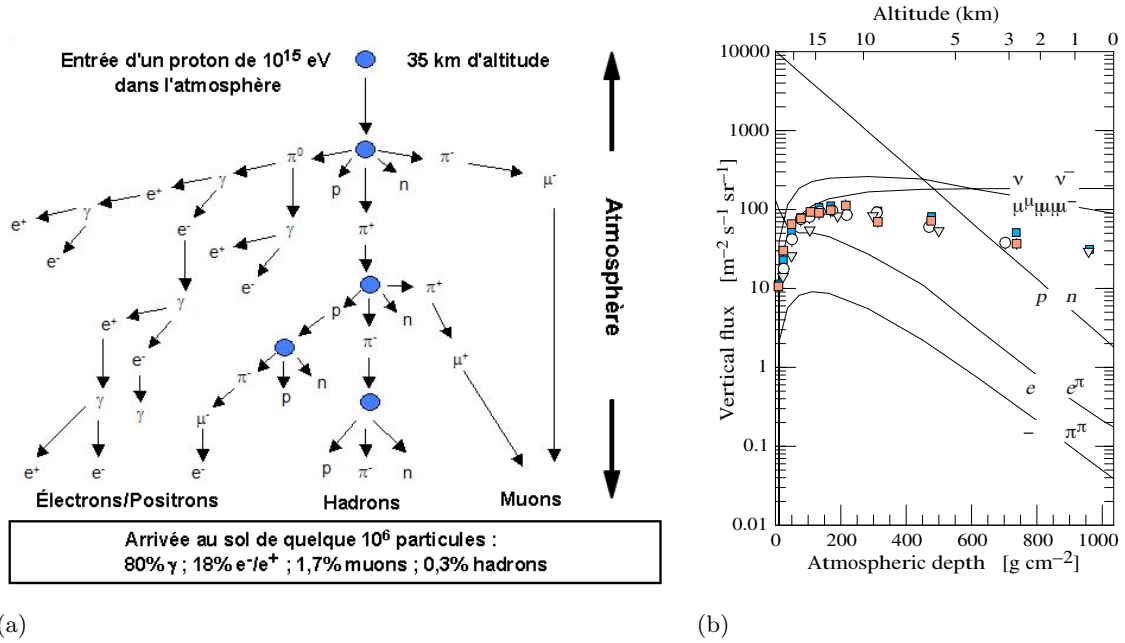
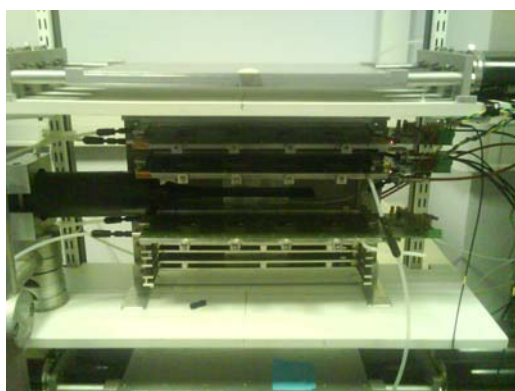


FIGURE 5.3 – (a) : Développement d'une cascade d'interactions initiée dans la haute atmosphère terrestre par un proton fortement énergétique. (b) : Composition du flux cosmique dans l'atmosphère terrestre pour des particules ayant une énergie supérieure à 1 GeV [31]. Les points colorés représentent les mesures de flux de muons négatifs réalisées par plusieurs expériences.

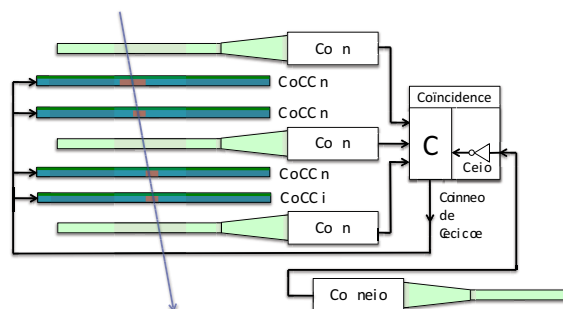
A la surface de la terre, ce flux de particules est principalement composé de muons (particules secondaires) dont le temps de vie est plus long, et la section efficace d'interaction avec l'atmosphère est plus faible : ce sont typiquement des particules de minimum d'ionisation MIP. Le flux vertical attendu avoisine $100\ m^{-2}\cdot s^{-1}\cdot sr^{-1}$ d'après le spectre de

1. L'intensité du flux représente le nombre de particules attendues par unité de surface, et par seconde.

référence publié dans le « Particle Data Group » [31] (figure 5.3 (b)). Lorsqu'une particule chargée traverse notre assemblage de détecteurs les HARDROCs enregistrent le déclenchement simultané de plusieurs cellules (figure 5.4 (a-b)). La phase de lecture des données est déclenchée par la coïncidence de plusieurs photomultiplicateurs (minimum 2) : on s'assure ainsi qu'une particule soit passée à travers le montage. Lors de la prise de données on enregistre également quelques interactions d'électrons (particules secondaires) : on pourra alors reconstruire les divers segments pointant vers le vertex d'interaction. Pour se prémunir des éventuels déclenchements intempestifs dus à des problèmes de compatibilité électromagnétique (CEM), nous avons ajouté un photomultiplicateur supplémentaire en marge du montage. Lors d'une éventuelle perturbation sur le réseau d'alimentation électrique, les quatre photomultiplicateurs seront déclenchés de concert. Le déclenchement du photomultiplicateur supplémentaire imposant un veto sur la coïncidence, la lecture ne sera pas mise en oeuvre pour ce type d'événement.



(a)



(b)

FIGURE 5.4 – (a) : Banc de test cosmique comportant trois chambres GRPCs. (b) : Schéma de déclenchement de l'acquisition auprès du banc cosmique.

Ce banc d'essai nous a permis de caractériser nos premières chambres de détection par analyse temporelle. Grâce à lui j'ai également pu développer les outils précédemment introduits afin de reconstruire les traces à travers un assemblage de détecteurs. Par la suite nous avons conçu un banc de test sur le même principe, permettant d'accueillir des détecteurs de plus grandes dimensions. Le principe de déclenchement par coïncidence entre photomultiplicateurs restant le même, seule la zone située entre les deux éléments scintillateurs est caractérisée ($10 \times 20 \text{ cm}^2$).

Par la suite, nous avons remplacé la coïncidence des scintillateurs par un générateur cadencé à une fréquence choisie afin de commander l'extraction des données (lecture) sur plusieurs plans de détecteurs de grandes dimensions. Dans ce contexte, l'analyse d'efficacité par coupure temporelle (relative à la date de déclenchement) n'a plus aucun sens. La reconstruction des événements est basée sur la comparaison de l'étiquette temporelle portée par les trames de données issues des HARDROCs (cf. 8 page 68). L'étude des traces ainsi reconstruites permet de caractériser rapidement l'ensemble des chambres en nous dispensant de l'achat de gigantesques scintillateurs.

4.2 Les tests sur faisceau

Tant dans le domaine de l'électronique de lecture, que dans celui de la réaction de la chambre de détection, il est nécessaire de valider l'aptitude du GRPC à détecter un flux de particules tel que celui attendu dans les futures expériences de l'ILC. Pour cela nous avons recours aux faisceaux de particules mis à disposition par le CERN aux physiciens de la collaboration CALICE (table 5.1).

Ligne de faisceau		Energie	Composition
CERN PS East Area	T9	1-15 GeV	Pions, Muons, Electons
	T10	1-7 GeV	
CERN SPS North Area	H2	10-400 GeV	Pions, Muons
	H4	10-450 GeV	

TABLE 5.1 – Descriptif des lignes de faisceaux utilisées.

Ces faisceaux de particules sont bien souvent issus de l'interaction d'un faisceau primaire avec une cible située en amont de la zone expérimentale, un dipôle jouant le rôle de spectromètre permet de sélectionner l'impulsion désirée. Les lignes de faisceaux secondaires sont jalonnées par une série d'aimants bipolaires, quadripolaires, et sextupolaires, jusqu'à la zone expérimentale¹. En ajustant le courant appliqué sur chacun d'eux, l'utilisateur peut définir : le profil d'impulsions des particules, l'intensité du flux, ainsi que le positionnement du point de focalisation par rapport à son expérience. Plusieurs types de détecteurs sont également installés sur cette la ligne (figure 5.5), et permettent à l'utilisateur de contrôler le profil (chambre à fils), et le nombre de particules qui y transitent (scintillateurs). Un faisceau secondaire est généralement composé de plusieurs types de particules (figure 5.5).

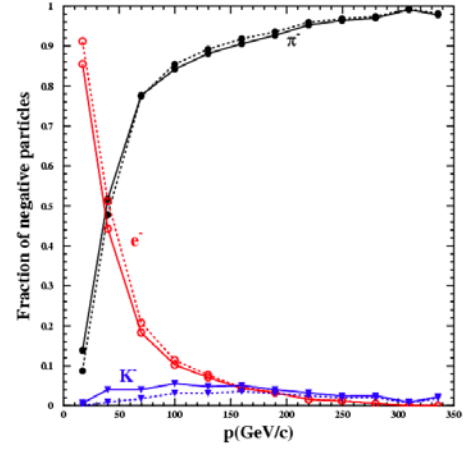
Un détecteur de rayonnement Cherenkov à gaz dont le seuil de déclenchement est défini par $\beta > 1/n$ permet de distinguer des particules chargées de masses différentes² ($m_{\pi^+}/m_{e^-} = 272$). En modifiant la pression du gaz utilisé pour la détection, on fait varier l'indice optique du milieu n , et donc le seuil de discrimination. Le signal obtenu est utilisé dans la coïncidence pour déclencher la lecture sur les particules chargées de masses supérieures au seuil appliqué (ex : Pions uniquement). Notre assemblage de détecteurs est finalement disposé sur l'axe du faisceau secondaire dans la zone expérimentale. Une table XY permet de déplacer le montage vis à vis du faisceau afin de tester la réponse de différentes zones (figure 5.6).

1. Le faisceau traversant la série d'aimants peut être apparenté à un rayon lumineux traversant un système optique composé de plusieurs lentilles.

2. Avec $\beta = v/c$ proportionnel à la vitesse de la particule dans le milieu.



(a)



(b)

FIGURE 5.5 – (a) : Arrivée de la ligne secondaire dans la zone expérimentale. De gauche à droite : la chambre à fils (jaune), les scintillateurs (en partie occultés), le détecteur Cherenkov (tête de détection, et tube). (b) : Composition du faisceau secondaire sur la ligne H4 du SPS (North Area CERN).

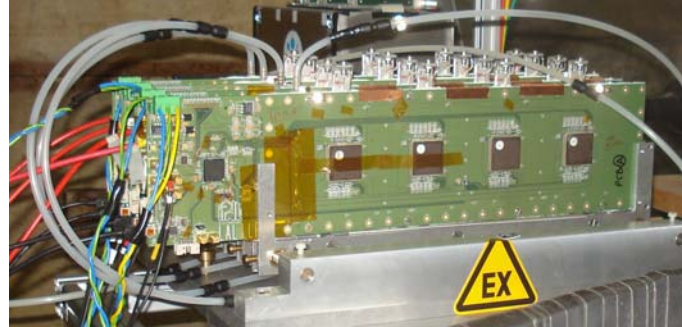


FIGURE 5.6 – Notre assemblage de détecteurs sur une table de translation XY dans la zone expérimentale T10 du PS (East Area CERN).

Les tests sur faisceau auprès du prototype physique vont également permettre de réaliser les premiers enregistrements de gerbes hadroniques (cf. Chapitre 7). En sélectionnant des pions dont l'impulsion est connue, nous pourrons alors calibrer nos algorithmes de reconstruction afin de valider et affiner les modèles hadroniques actuels. Un ultime test sur faisceau combinant les divers sous détecteurs (tracker, calorimètre électromagnétique, calorimètre hadronique, chambre à muons), nous permettra enfin d'appliquer une analyse par suivi de particules sur l'ensemble de ces sous détecteurs.

4.3 Les sources radioactives

Afin d'expérimenter l'effet de l'âge sur les détecteurs le CERN met à la disposition des utilisateurs une installation permettant d'irradier fortement un prototype durant de longues périodes. La « gamma irradiation facility » GIF dispose pour cela d'une source de $^{137}_{55}\text{Cs}$ présentant une radioactivité de 740 GBq^1 [9]. La figure 5.7 présente le schéma de décroissance du césium 137 dont la demi vie est $T_{1/2} = 30.17 \text{ ans}$. On y trouve l'énergie des rayonnements β^- émis lors de la désintégration, ainsi que celle des γ émis lors de la désexcitation du $^{137}_{56}\text{Ba}$.

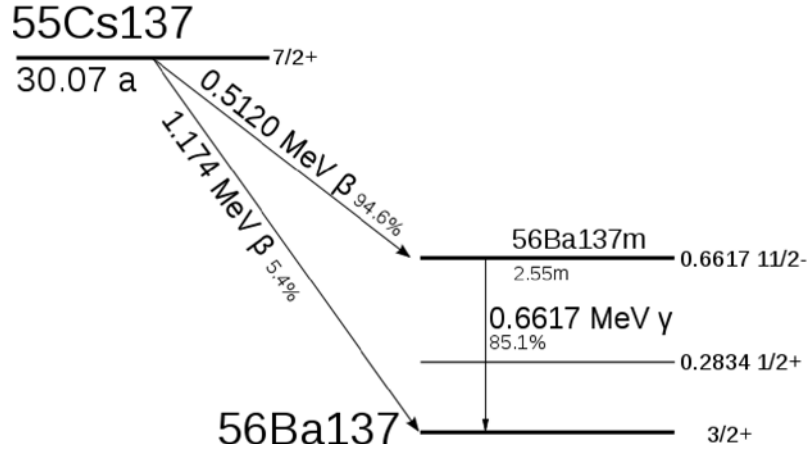


FIGURE 5.7 – Diagramme de désintégration du césium 137.

C'est essentiellement les particules secondaires issues des rayonnements γ que nous détecterons au sein du GRPC. Le flux de γ mesuré à une distance de 4 m de la source (distance à laquelle sont installés les détecteurs) est donné par l'équation suivante :

$$\phi(t) = \phi_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}, \quad \phi_0 = 0.28 \times 10^6 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \quad (5.1)$$

La variable t correspond au temps écoulé depuis le 5 mars 1997, ϕ_0 représente le flux obtenu à une distance de 4 m de la source ce même jour [9]. La probabilité de conversion d'un rayonnement γ de 662 keV dans l'interstice gazeux est comprise entre 0.1-1 %. Pour un facteur de conversion de 0.5 % la fréquence de détection attendue auprès de notre détecteur est de 1400 Hz/cm^2 .

La demi-vie du césium $T_{1/2} = 30.17 \text{ ans}$ est relativement longue vis à vis de la durée d'une expérience d'irradiation qui est typiquement de l'ordre de l'année. En effet, après une année d'existence une source de césium voit son activité décroître de seulement 3 %, d'où l'intérêt de l'utilisation d'une telle source pour des études de vieillissement. Nous décrirons par la suite la méthode permettant de mesurer l'effet d'âge auprès des détecteurs grâce à cette source.

1. Activité mesurée le 5 mars 1997

5 Caractéristiques du détecteur de référence

Plusieurs chambres GRPCs aux électrodes de graphite nous ont été fournies par nos collègues de l'IHEP de Protvino. Nous les avons utilisées à titre de référence pour produire ensuite nos propres chambres en apportant plusieurs améliorations. Les figures 5.8, représentent les caractéristiques de quatre de ces détecteurs aux électrodes de verre couvertes de graphite. Sur ces figures, on peut constater une réponse homogène des différents détecteurs.

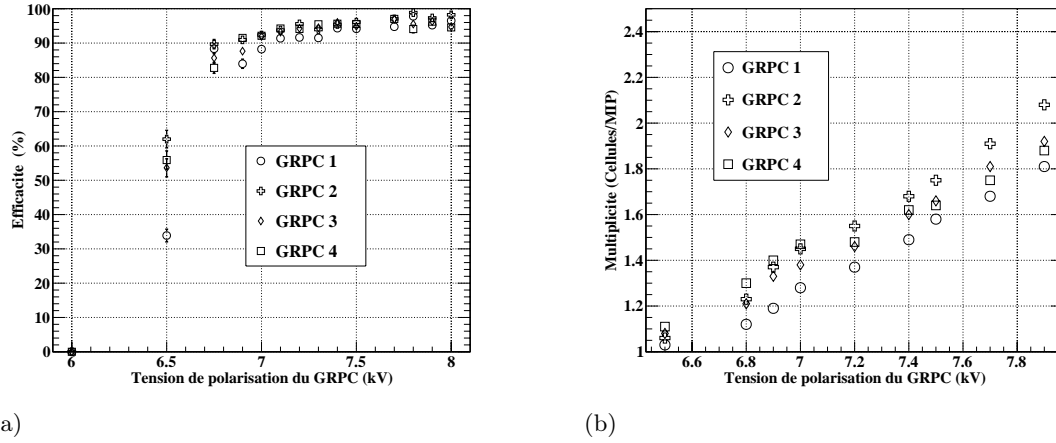


FIGURE 5.8 – Efficacité (a) et multiplicité (b) en fonction de la haute tension appliquée pour quatre chambres de référence (électrodes de graphite-verre).

6 Propriétés du mélange gazeux utilisé.

Pour optimiser la fréquence de détection admissible, les GRPCs doivent fonctionner en mode avalanche saturée tout en limitant l'apparition d'événements de type *streamer* (cf. 3 page 37). En changeant la haute tension appliquée sur les électrodes, on passe successivement par les différents modes de fonctionnements. Le seuil de détection vers 6.5 kV correspond au mode avalanche. En augmentant encore la haute tension on obtient le mode avalanche saturée vers 7 kV. Enfin, pour de très hautes tensions de polarisations, on dénotera l'apparition de *streamers* dont la charge induite est 100 fois plus grande que celle d'une avalanche saturée. Le mouvement de ces charges produira par induction un signal puissant qui se traduira par le déclenchement de plusieurs cellules. Le *streamer* déclenchera également le seuil le plus haut de la cellule la plus proche, ce qui sera par la suite considéré comme le passage de plusieurs particules à tort. Il est donc nécessaire de trouver des solutions permettant de réduire l'occurrence de tels événements.

C'est un assemblage de plusieurs composés gazeux qui permettra d'obtenir les propriétés requises pour une détection optimale. Pour synthétiser ce mélange, nous utilisons un système composé d'électrovannes, et de débitmètres massiques pilotés par une centrale programmable. Le mélange est ainsi produit en continu, pour être directement injecté dans les chambres GRPCs. Grâce à ce système j'ai pu étudier différentes stœchiométries afin de comprendre le rôle de chaque composant dans le processus de multiplication des charges.

Le constituant de base du mélange est appelé le gaz de transport. En tant que composant majoritaire, il se doit d'être sans danger pour l'homme (risque d'explosion, effet de serre, etc). On peut pour cela utiliser des gaz inertes comme par exemple l'Hélium, l'Argon, le Néon, ou le Krypton. Les gaz nobles permettent de produire une multiplication des électrons pour des valeurs relativement faibles du champ électrique. Plutôt qu'un gaz noble, nous utiliserons le tétrafluoroéthane (**TFE** ou $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$) dont le potentiel d'ionisation minimal est de 10.7 eV (figure 5.9), ce gaz a été choisi en raison de ses propriétés électronégatives.

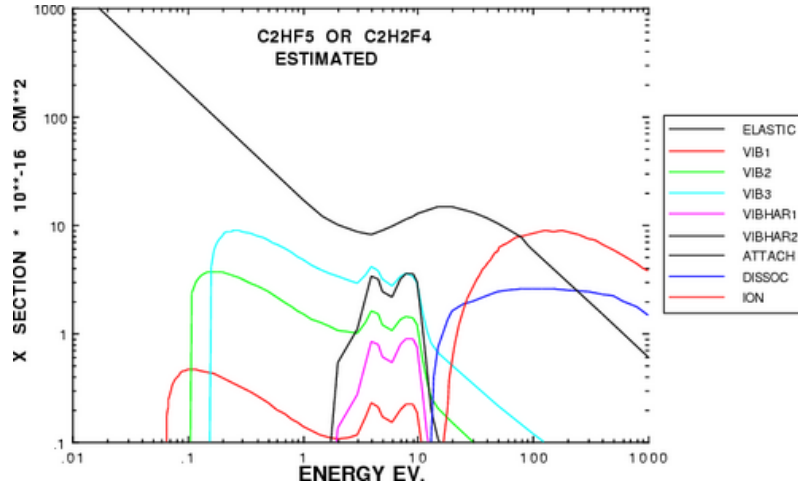


FIGURE 5.9 – Section efficace d'absorption des électrons par le **TFE** (source [22]).

6.1 Seuil de production des *streamers*

Dans le cas des électrons de basse impulsion, le transfert d'énergie par excitation vibrationnelle est plus à même de se produire que le processus d'ionisation. Dans le cas du **TFE** (figure 5.9), le seuil d'excitation est de 0.1 eV, alors que le seuil d'ionisation est de 10.7 eV. Les atomes excités dissiperont leur énergie en excitant à leurs tour d'autres molécules du gaz, ou en les ionisant (transfert de Penning¹). Ces atomes peuvent également relaxer des photons UV (6-10 eV) susceptibles d'ioniser la cathode [44] : initiant ainsi de nouvelles avalanches. Non contrôlé, ce processus conduit à des décharges permanentes au sein de la chambre. Pour confiner l'avalanche, on utilisera généralement en complément du gaz de transport un composé organique (polyatomique) tel que l'isobutane (iC_4H_{10}). Il est également possible d'utiliser à cet effet le dioxyde de carbone (CO_2). Ces gaz possèdent de nombreux niveaux d'excitations rotationnels et vibrationnels non radiatifs par lesquels les photons UV peuvent être piégés (figure 5.10). Les deux composés présentent des caractéristiques de détection similaires (figure 5.11).

Malgré l'utilisation de composé carbonés pour piéger les rayonnements ultra violets, il arrive tout de même que des ionisations de la cathode aient lieu. Le fluor **F**, composant majoritaire des molécules de **TFE**, est le plus électronégatif des éléments chimiques connus

1. L'effet Penning correspond à une ionisation induite par un atome excité qui transfère ainsi son énergie.

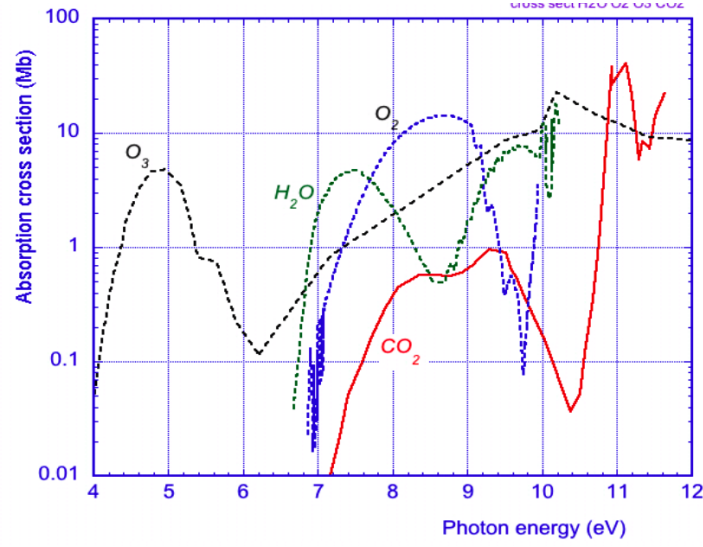


FIGURE 5.10 – Section efficace d'absorption des photons UV par le CO_2 (source Rob Veenhof CERN).

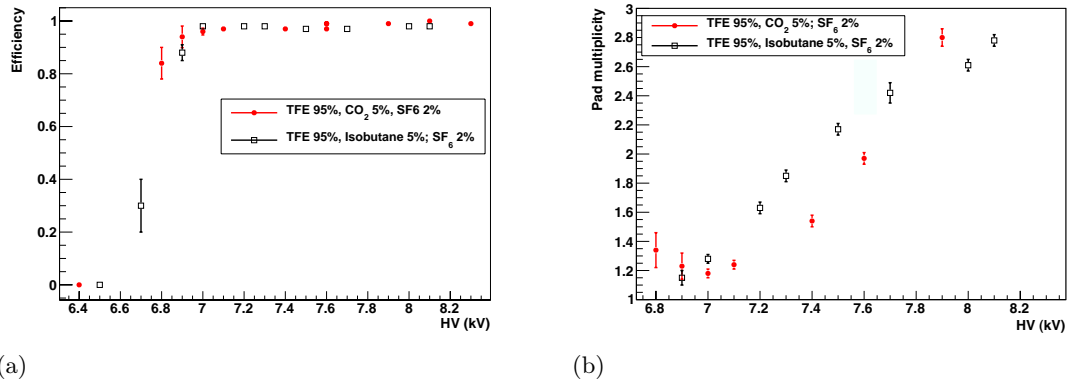


FIGURE 5.11 – Efficacité (a) et multiplicité (b) de nos détecteurs GRPCs en fonction de la haute tension appliquée : avec l'isobutane, ou le CO_2 pour piéger les photons UV.

($\chi = 3.98$). Il absorbe ainsi une partie des électrons de basse énergie pour former des ions négatifs. Cette propriété est mise à profit pour confiner l'avalanche : en neutralisant les électrons issus des ionisations cathodiques, on limite son extension latérale. En complément du **TFE**, nous utiliserons l'hexafluorure de soufre (SF_6) qui présente également une très forte section efficace d'absorption des électrons faiblement énergétiques (figure 5.12). Nous obtiendrons ainsi une stabilité optimale de la chambre.

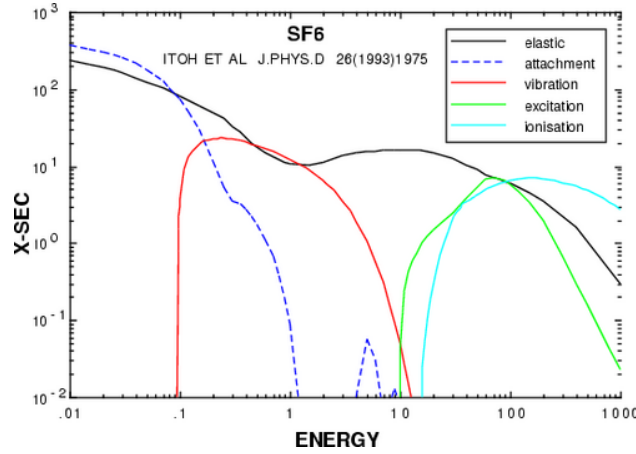


FIGURE 5.12 – Section efficace d'absorption des électrons par le SF_6 (source [22]).

L'utilisation de composés électronégatifs a également un impact sur l'avalanche principale. Ils limitent sa croissance de plusieurs manières :

- Une partie des amas d'ionisations primaires peuvent tout d'abord être consommés par le mélange avant d'avoir pu initier une avalanche. Cela aura un impact direct sur l'efficacité de détection.
- Durant le développement de l'avalanche, une grande partie des électrons créés seront absorbés par ces composés ; le gain de multiplication α_{eff} sera alors fortement réduit (cf. 4.3 page 39).

La figure 5.13 présente les résultats que j'ai obtenu en faisant varier la proportion de SF_6 dans un mélange comportant 5 % d'isobutane (ou CO_2), et complété par du TFE.

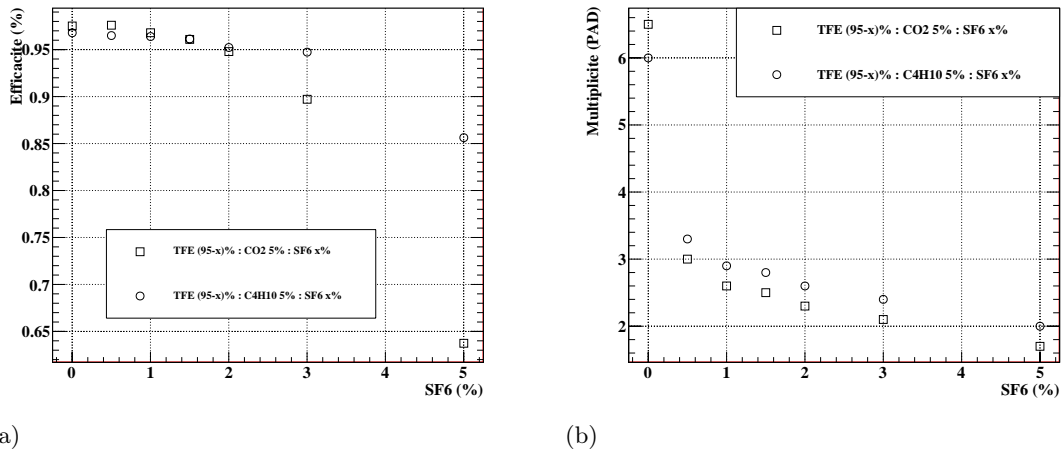


FIGURE 5.13 – Efficacité (a) et multiplicité (b) en fonction de la proportion de SF_6 présente dans le gaz. L'isobutane ou le dioxyde de carbone est utilisé pour absorber les photons UV.

L'efficacité diminue légèrement, avec l'adjonction d'un pourcentage élevé de SF_6 . Par

contre, la multiplicité diminue dramatiquement dès lors qu'il est présent dans le mélange. Les distributions de multiplicité présentées figure 5.14 montrent très clairement son effet de confinement avec la disparition des événements de forte multiplicité.

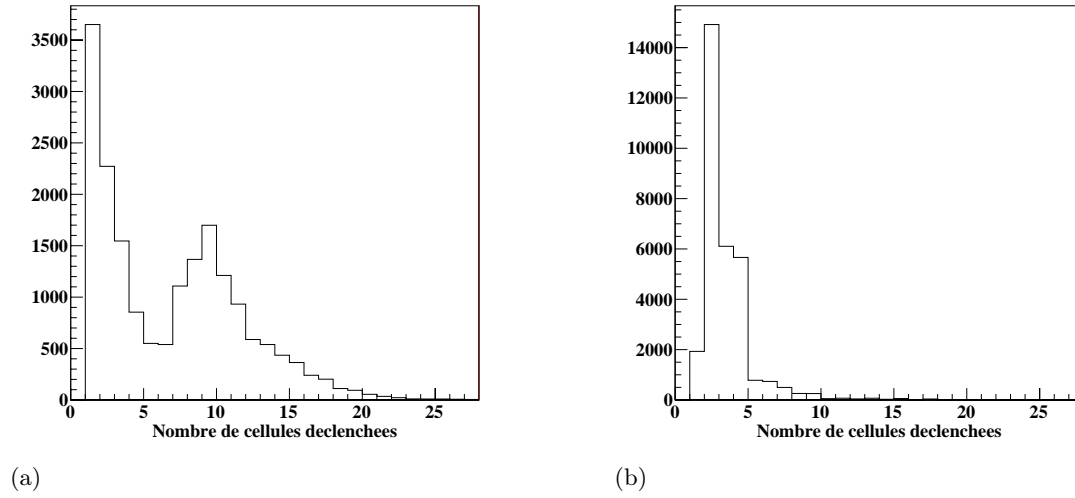


FIGURE 5.14 – Distribution du nombre de cellules déclenchées (pad) lors du passage d'un MIP pour deux compositions de gaz **TFE**, **CO₂**, **SF₆** : 95 %, 5 %, 0 % (a), et 94.5 %, 5 %, 0.5 % (b). La tension de polarisation appliquée est de 7.1 kV.

Ce gaz permet également de réduire le bruit de fond dans la chambre de détection. En effet, les électrons solitaires issus d'une ionisation stochastique (d'origine thermique) sont rapidement absorbés et ne peuvent donc plus initier d'avalanches.

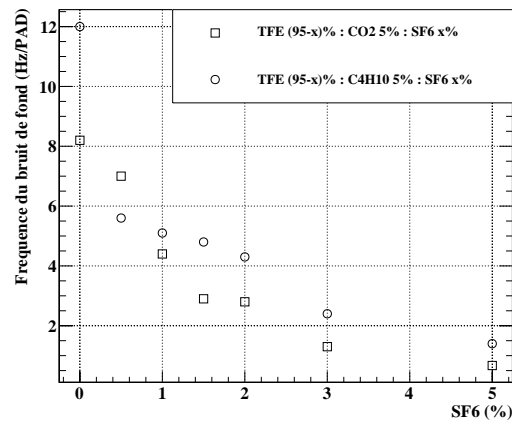


FIGURE 5.15 – Fréquence du bruit de fond en fonction de la proportion de **SF₆** présente dans le mélange, (Seuil : DAC = 200).

Une étude réalisée par l'un des inventeurs du RPC décrit avec encore plus de détails l'effet de l'hexafluorure de soufre [26], la figure 5.16 est issue de cet article. La gamme de tensions appliquées dans le cas de leur RPC est légèrement plus élevée que celle que nous utilisons. Ceci en raison de la dimension de l'interstice qui est de 2 mm dans le cas de leur détecteur. On peut tout de même remarquer deux effets qui permettent d'expliquer nos précédents résultats :

- L'adjonction de SF_6 déplace le seuil de production des avalanches en fonction du champ électrique appliqué ce qui explique la perte d'efficacité que nous avons observé pour différents mélanges : nos mesures étant réalisées à polarisation fixe.
- Ce gaz permet surtout d'étendre la gamme des tensions pour lesquelles on peut fonctionner en mode avalanche saturée tout en limitant l'apparition de *streamers*. La stabilité d'opération sera alors accrue même pour de faibles variations locales du champ.

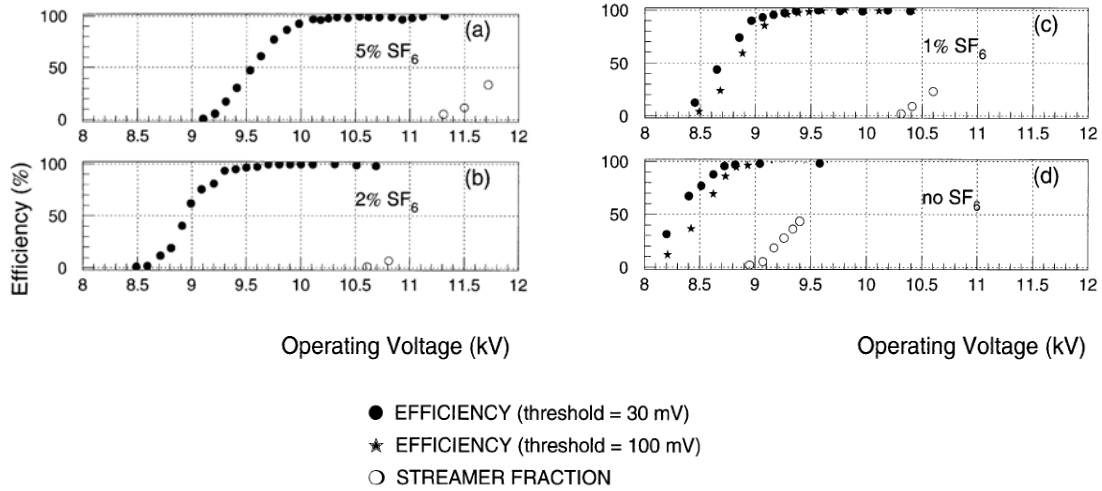


FIGURE 5.16 – Efficacité de détection et probabilité de création de *streamers* en fonction de la tension de polarisation pour différentes concentrations de SF_6 . Etude réalisée par R.Santonico sur un détecteur RPC dont l'interstice gaz mesure 2 mm d'épaisseur avec le même type de mélange gazeux que le nôtre [26].

6.2 Contamination par l'eau

En 1999, après quelques semaines de prises de données, les physiciens de l'expérience Belle ont constaté une forte perte d'efficacité auprès de leurs détecteurs GRPCs [1]. Cet effet fut accompagné d'une forte augmentation du bruit de fond. Pour comprendre l'origine de ce problème, les physiciens ont analysé la composition du mélange en sortie du dispositif d'échappement (*exhaust*). Les mesures ont indiqué une présence anormale d'eau dans des concentrations allant jusqu'à 2000 parties par million sur certaines lignes. La raison de cette contamination à retardement est simple : le tube de polyoléfine à l'époque utilisé pour distribuer le mélange gazeux dans l'expérience présente un potentiel non négligeable d'absorption de l'humidité extérieure. La fabrication et le stockage de ces tuyaux n'étant pas réalisés sous atmosphère contrôlée, ces tuyaux ont piégé des molécules d'eau. Plusieurs

dizaines de mètres de tubes étant nécessaires pour relier chaque chambre au système de gaz, la surface d'échange avec le mélange était relativement grande. La libération d'eau dans celui-ci était donc inévitable. Après remplacement par des tuyaux de cuivre, tout est rentré dans l'ordre et l'expérience a pu reprendre.

Nous utilisons actuellement des tuyaux de polyamide pour réaliser nos essais. Ces tuyaux ont l'avantage d'être faciles à mettre en oeuvre et sont caractérisés par une faible perte de charge. Ils présentent tout de même un coefficient d'absorption de 0.6 % en présence d'une humidité relative de 50 %. Cependant, nous n'avons pas constaté d'effet notable sur la qualité de détection. Nous utilisons tout de même des longueurs relativement faibles, et lors des essais sur faisceau nous disposons de tuyaux de cuivre pour nous raccorder au mélangeur de gaz habituellement installé à plusieurs dizaines de mètres de la zone expérimentale.

La qualité hygrométrique du mélange reste néanmoins un facteur crucial. C'est pourquoi nous utilisons uniquement des gaz ultra purs afin de le réaliser. La preuve : lorsque nous connectons un nouveau prototype de détecteur pour le caractériser, nous constatons une consommation anormale de courant durant quelques heures (facteur 100). Ceci correspond au temps nécessaire pour évacuer, par circulation du mélange, les molécules d'eau piégées dans l'interstice gazeux lors de la construction. Une surconsommation de courant traduit une fréquence anormalement élevée du bruit de fond (cf. 13.4 page 113).

6.3 Le bon mélange

En conclusion, le mélange gazeux composé de : 93 % **TFE**, 5 % **CO₂**, 2 % **SF₆** s'avère être le plus adapté, puisqu'au delà de 2 % de **SF₆** on n'étend plus la gamme de polarisations accessibles sans *streamers*. Le **CO₂** sera préféré à l'isobutane pour absorber les photons car l'utilisation de ce dernier impose des contraintes de sécurité liées au risque d'explosion. L'optimisation du pourcentage de **CO₂** n'a pas encore été réalisée, nous utilisons donc une fraction communément décrite dans de nombreux articles sur l'étude des RPCs. Cependant lorsque nous retirons simplement ce composant du mélange, nous constatons des extensions latérales de l'avalanche jusqu'à plusieurs centimètres autour du site d'ionisation primaire.

Dans le cadre de l'expérience ILD, nous envisageons l'utilisation d'un système de recyclage du gaz. Il permettrait de réaliser une circulation en circuit fermé, et limiterait de ce fait les rejets dans l'atmosphère. La table 5.2 rappelle le potentiel de réchauffement global des gaz utilisés, dans le cas de notre mélange il vaudra donc : 1785 PRG. Malgré le coût d'investissement initial du système de recyclage, cette solution reste attractive en raison du prix élevé des différents gaz utilisés pour la détection.

Gaz	Potentiel de réchauffement global	Fraction
TFE	1430	93%
CO₂	1	5%
SF₆	22800	2%

TABLE 5.2 – Potentiel de réchauffement global des gaz utilisés.

7 Constitution des électrodes

7.1 Matériaux résistifs composant les électrodes, et fréquence maximale d'acquisition

L'efficacité dépend également de la fréquence à laquelle le détecteur est sollicité pour opérer la détection. Les ions et les électrons issus de l'avalanche doivent en effet se recombinaison lorsqu'ils atteignent la surface des électrodes. Une modélisation de cette recombinaison peut être obtenue grâce à l'approximation quasi statique des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel de Laplace [53]. Le temps caractéristique de recombinaison d'une charge à l'interface verre/gaz, s'exprime alors à l'aide l'équation suivante :

$$\tau = \frac{\varepsilon_{\text{verre}} + \varepsilon_{\text{gaz}}}{\sigma_{\text{verre}} + \sigma_{\text{gaz}}}, \quad \tau = (\varepsilon_r + 1)\varepsilon_0 \times \rho_{\text{verre}} \quad (5.2)$$

$$\text{avec} \quad \varepsilon_{\text{gaz}} = \varepsilon_0, \quad \sigma_{\text{gaz}} = 0, \quad \varepsilon_{\text{verre}} = \varepsilon_r \varepsilon_0, \quad \sigma_{\text{verre}} = 1/\rho_{\text{verre}} \quad (5.3)$$

La fréquence maximale de détection admissible est donc intimement liée à la résistivité, et à la permittivité diélectrique du matériau composant les électrodes. La table 7.1 résume les propriétés des matériaux couramment utilisés pour concevoir des détecteurs RPCs.

Matériau	Résistivité ρ	Permittivité relative ε_r	Constante de temps τ
Verre classique	$\sim 10^{12} \Omega.\text{cm}$	~ 7	708 ms
Bakélite	$\sim 10^{10-12} \Omega.\text{cm}$	~ 6	6.2-620 ms
Verre dopé	$\sim 10^{10} \Omega.\text{cm}$	~ 10	9.7 ms
Céramique (SiN/SiC)	$\sim 10^9 \Omega.\text{cm}$	~ 8.5	0.84 ms

TABLE 5.3 – Caractéristiques des matériaux utilisés lors de la conception des électrodes.

Si l'on compare le temps τ à la durée du signal induit par une avalanche qui est de quelques dizaines de ns, on se rend compte que le processus de recombinaison est relativement lent. Durant leur neutralisation, ces charges diminuent localement la polarisation de l'interstice gazeux par effet d'écrantage. En conséquence, sur une surface de quelques mm^2 , le champ électrique n'est plus assez élevé pour opérer une nouvelle détection durant ce laps de temps de récupération. On constatera alors une perte d'efficacité.

Historiquement les premiers détecteurs RPC [55] furent conçus à partir d'électrodes en Bakélite¹ dont la résistivité est relativement faible par rapport à celle du verre. Ce matériau permet d'accéder à de hautes fréquences de détections sans perte d'efficacité. Néanmoins des problèmes d'inhomogénéité du champ électrique (liés à l'état de surface du matériau), imposent l'utilisation d'huile pour lisser les surfaces internes du détecteur et ainsi limiter les effets de pointes entraînant une augmentation notable du bruit de fond. L'utilisation de cette huile permet également de limiter la réaction de la Bakélite aux rayons UV précédemment introduits [44]. Cette solution rend alors possible l'utilisation du RPC pour des flux de particules de quelques kHz/cm^2 . Malheureusement, le vieillissement de la Bakélite

1. La Bakélite est formée lors de la réaction chimique (polycondensation) entre le phénol et le formaldéhyde (méthanal) sous pression et température élevée.

sous l'effet des attaques chimiques par les composés fluorés entraîne une augmentation notable de sa résistivité. On constatera alors une perte d'efficacité de détection significative avec l'âge, ainsi qu'une détérioration de l'état de surface qui augmentera le bruit de fond observé (cf. 13 page 107).

Une telle fréquence d'acquisition n'est cependant pas nécessaire dans le cadre du collisionneur ILC. En effet, le contexte leptonique de l'expérience, ainsi que la structure en trains du faisceau, imposent de faibles contraintes concernant le taux d'occupation du calorimètre hadronique SDHCAL. Le taux maximum attendu est de $\sim 100 \text{ Hz/cm}^2$ dans les zones les plus proches du faisceau, dans la partie centrale il est proche de $\sim 1.5 \text{ Hz/cm}^2$. Le verre de borosilicate (classique), autorise une telle fréquence d'acquisition (cf. Table 7.1). Il présente en outre un état de surface lisse, aucun traitement n'est donc nécessaire sur les faces internes de la chambre. Ce choix réduit d'autant le coût de fabrication du détecteur.

Pour réaliser une mesure comparative d'efficacité en fonction de la fréquence de détection, il est nécessaire de posséder au moins trois détecteurs extrêmement rapides. En reconstruisant les traces à l'aide de ces détecteurs, on peut alors étudier la réponse d'un ou plusieurs prototypes sans biaiser la mesure. En augmentant l'intensité du faisceau incident, on verra alors s'éteindre progressivement les détecteurs les moins aptes à soutenir des fréquences de détection importantes (figure 5.17).

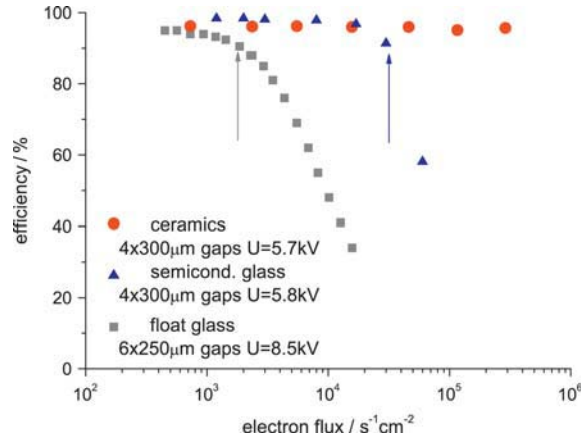


FIGURE 5.17 – Efficacité en fonction de la fréquence d'acquisition pour différents matériaux. Comparaison réalisée auprès de détecteurs à plusieurs étages de type MRPC [47].

Cette étude (figure 5.17) a été réalisée auprès de détecteurs RPC à plusieurs étages dénommés MRPC [47]. Très rapides, ils sont conçus pour réaliser des mesures temporelles de précision : comme par exemple les mesures de temps de vol (TOF)¹. La géométrie de ce type de détecteur a beau être différente de la nôtre, l'étude relative des performances obtenues avec les trois types de matériaux conserve ici tout son sens.

1. Nous collaborons d'ailleurs avec M. C. S. Williams responsable du développement des MRPCs de l'expérience ALICE [60], qui nous a fourni quelques prototypes de détecteurs MRPCs composés de 3 étages intermédiaires de verre (300 μm d'épaisseur chacun). Nous avons pu associer à ces détecteurs notre circuit de lecture afin de comparer leur performances à celles de nos prototypes.

Pour un taux d'occupation plus élevé, tel que celui attendu dans le scénario d'un collisionneur linéaire compact tel que CLIC. Il serait donc possible d'augmenter la fréquence maximale de détection de notre détecteur en utilisant du verre dopé (semi-conducteur). C'est ce que nous avons voulu vérifier pour parer à une telle éventualité. Nous avons pour cela engagé une collaboration avec l'université de Tsingua en chine, qui nous a fourni quelques échantillons de verre dopé. Deux détecteurs GRPCs rapides ont ainsi été produits. Cependant pour réaliser une mesure par reconstruction de traces, il aurait été nécessaire de posséder quatre détecteurs de ce type. Il est tout de même possible de réaliser une mesure d'efficacité par coupure temporelle. Pour cela, il est nécessaire de repérer le premier événement de chaque séquence d'irradiation par le faisceau (*spill*). Les premiers événements seront majoritairement efficaces, car avant l'arrivée du faisceau les détecteurs sont seulement soumis à leur propre bruit de fond qui est de quelques Hz/cm^2 . On enregistre généralement une première trace auprès de tous les détecteurs présents quelque soit le matériau utilisé. Sur la figure 5.18, on s'aperçoit qu'après ce premier événement la chambre de verre dopée est bien plus apte à enregistrer des événements que ses consœurs de verre classique. Cette mesure a été réalisée pour une fréquence d'irradiation évaluée à $35.7 \text{ kHz}/\text{cm}^2$ par reconstruction du profil de faisceau. Des mesures complémentaires seront probablement réalisées par la suite auprès de plusieurs prototypes de grandes dimensions. Pour l'instant l'unité de fabrication du verre dopé de Tsingua ne peut produire de surfaces supérieures à $50 \times 60 \text{ cm}^2$.

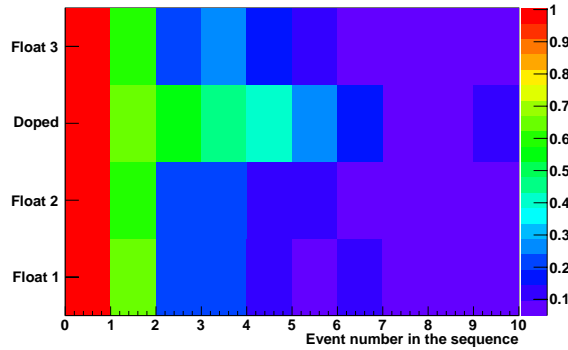


FIGURE 5.18 – Fraction de séquences, pour lesquelles un nombre d'événements n (0-10) ont été enregistré(s). Ceci pour trois détecteurs de verre classique, plus un construit avec du verre semi-conducteur. La fréquence d'irradiation est de $35.7 \text{ kHz}/\text{cm}^2$.

Le coût de ce matériau est évidemment supérieur à celui du verre classique car le dopage est un processus complexe. Mais la simplicité de fabrication du détecteur laisse envisager qu'un tel choix technologique serait tout de même pertinent pour un scénario de type CLIC.

7.2 Matériau résistif recouvrant les électrodes.



FIGURE 5.19 – Premières série d'électrodes de verre sérigraphiées.

La neutralisation des ions et des électrons issus de l'avalanche est facilitée par une couche résistive très fine appliquée sur la face extérieure de chaque électrode (figure 5.19). Cette couche est également appliquée pour polariser la chambre : elle permet de conduire à la surface du verre les charges issues de l'alimentation électrique. Ces matériaux étant déposés de différentes manières (peinture/aérosol), la régularité, l'épaisseur, et la résistivité du dépôt varient selon la technique utilisée. Les différentes substances que nous avons utilisés à cet effet sont présentées dans la table 5.4 .

Matériaux testés	Resistivité de surface ($M\Omega/\square$)
Graphite (peinture)	~ 0.4
Graphite colloïdal (peinture)	~ 1.0
Statguard (peinture)	~ 2.0
Licron (aérosol)	$\sim 20.$

TABLE 5.4 – Résistivités de surface mesurées par un appareil haute impédance.

Les carreaux de cuivre capacitifs utilisés pour collecter le signal sont imprimés à même le circuit de lecture. Ce circuit est apposé sur le détecteur, et l'on utilise en guise de di-électrique une feuille de Mylar pour l'isoler de la couche résistive de l'électrode : de cette manière on obtient l'équivalent d'un condensateur (C_m figure 5.20). De même, avec ces deux électrodes de verre, la chambre peut également être représentée par un condensateur (C_{gap} figure 5.20), et le dépôt résistif peut être schématisée par un réseau de résistances.

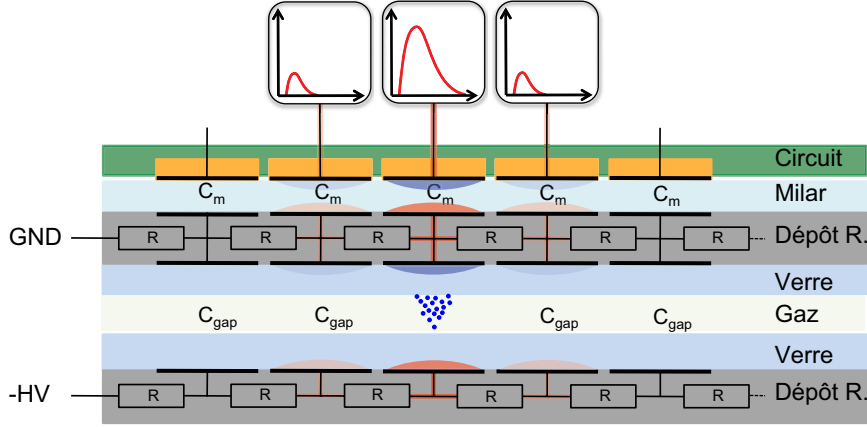


FIGURE 5.20 – Schéma électrique équivalent de la chambre associée à l'électronique de lecture, et induction de charge lors d'une l'avalanche (les épaisseurs ne sont pas à l'échelle).

Une étude réalisée dans le domaine fréquentiel de Laplace [53] montre que le fait de subdiviser une électrode de lecture en carreaux de dimensions finies affecte le signal observé (figure 5.20, et 5.21). La fonction de transfert obtenue par les auteurs de cet article est alors équivalente à celle d'un montage dérivateur de type RC (avec R la résistivité de surface). Le signal attendu sur le carreau principal sera donc différentié. Nous enregistrerons alors une variation de courant sur les carreaux voisins de sorte que la somme des courants induits soit équivalente au courant qui serait enregistré auprès d'un carreau aux dimensions infinies. En augmentant la résistance de surface, il est possible d'atténuer cet effet, afin de limiter la diaphonie entre cellules voisines.

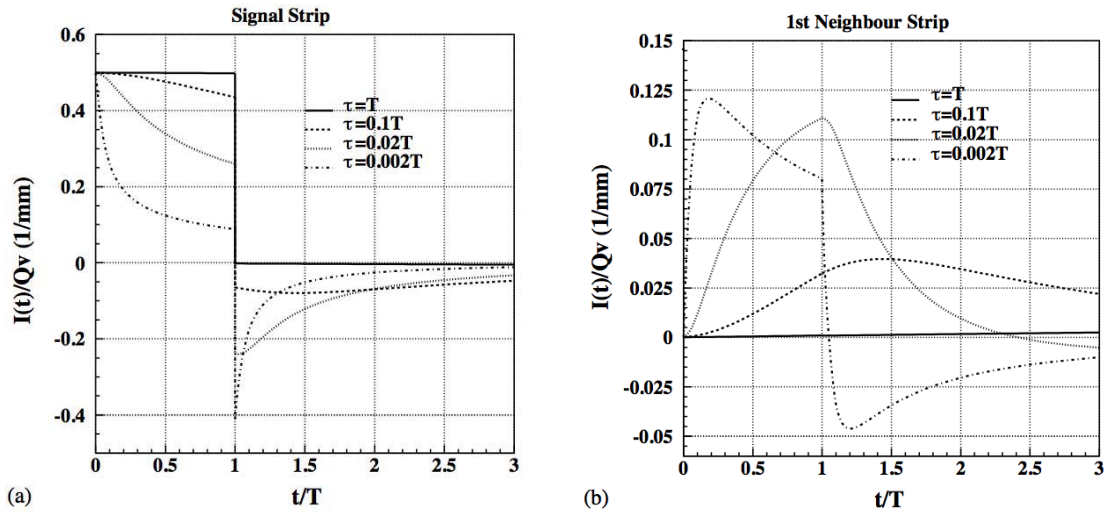


FIGURE 5.21 – (a) : Signal induit sur une bande de cuivre infinie (de largeur 10 mm). Ce courant est induit par une charge en mouvement dans l'interstice gazeux à une vitesse constante $v = 100 \mu\text{m/ns}$ durant $T = 20 \text{ ns}$, plusieurs constantes de temps $\tau = RC$ ont été simulées. (b) : Courant induit par cette même charge sur la bande de cuivre voisine de même largeur [53].

Les figures 5.22 présentent les résultats des premières études comparatives que nous avons réalisées en utilisant des détecteurs construits avec trois types de peintures résistives. Le détecteur de référence précédemment introduit est couvert de graphite. Les deux autres détecteurs sont des prototypes de notre fabrication. La différence de multiplicité observée est inversement proportionnelle à la résistivité de surface du matériau utilisé (tel que décrit précédemment).

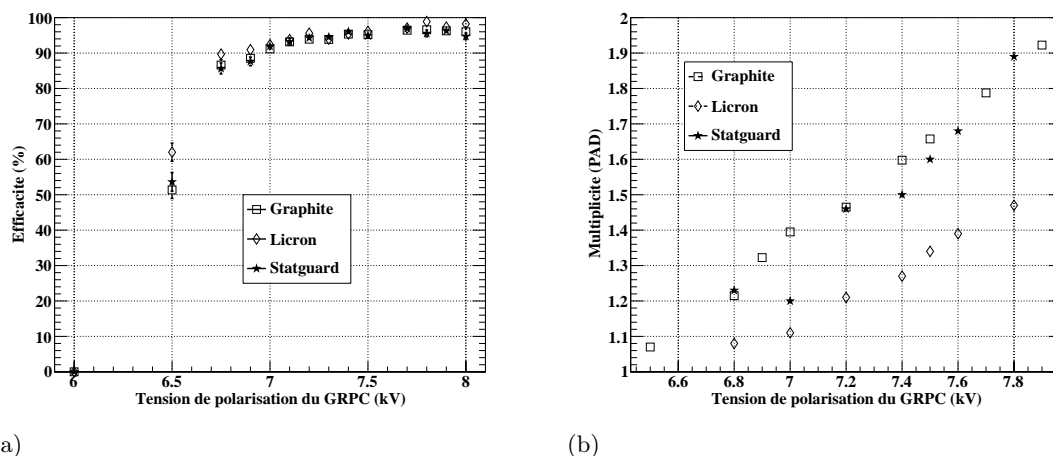


FIGURE 5.22 – Efficacité (a) et multiplicité (b) en fonction de la haute tension appliquée pour différentes couches résistives.

D'après cette étude, le Licron semble être le candidat idéal pour concevoir les électrodes de nos détecteurs. Malheureusement, après quelques mois d'utilisation, ce prototype a perdu le contact avec la haute tension. En effet, nous avons constaté une migration de la couche résistive aux alentours du point de connexion de la haute tension. Nous avons alors choisi d'utiliser le Statguard.

Lorsque nous avons voulu produire des détecteurs de grandes dimensions (1 m^2), le Statguard a également commencé à poser problème. Tout d'abord, il n'est pas possible de recourir à la sérigraphie pour dispenser ce type de peinture : elle bouche les mailles du masque et le rend rapidement inutilisable. Cette peinture ne peut donc être appliquée qu'au rouleau. Cependant, une inhomogénéité d'épaisseur peut conduire à de grosses variations locales de résistivité : c'est ce que nous avons observé avec le Statguard. De plus cette peinture nécessite un mois de séchage, pour parvenir à une valeur stable de résistivité.

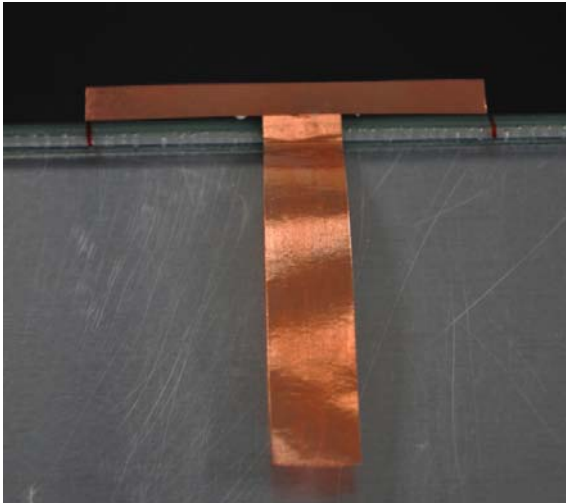
Nous avons finalement trouvé une peinture bi-composant à base de graphite colloïdal adaptée à la sérigraphie. Il est possible d'ajuster la résistivité en variant la proportion des deux produits qui la composent. Pour être stable, cette peinture doit être cuite de 4 à 5 minutes dans un four porté à 170°C . Après plusieurs essais nous avons obtenu une résistivité de surface de $1 \text{ M}\Omega/\square$ qui satisfait nos attentes. Nous reparlerons de l'homogénéité de ce dépôt dans la seconde partie de ce chapitre.

7.3 L'épaisseur du verre

Dans la section précédente, nous avons introduit l'étude dans le domaine fréquentiel de Laplace permettant de modéliser par un circuit RC la diaphonie entre les carreaux de cuivre de lecture. L'épaisseur de l'anode joue elle aussi un rôle dans la différentiation du signal. En effet, le condensateur équivalent C_{gap} voit sa valeur augmenter lorsque l'épaisseur de verre diminue. Ainsi, l'utilisation de la plaque de verre la plus fine possible contribue également à limiter la diaphonie. C'est pourquoi nous utilisons des feuilles de verre de 0.7mm pour concevoir l'anode du détecteur. Pour la cathode l'utilisation d'un verre de 1.1 mm permet de rendre la chambre plus robuste, tout en respectant la contrainte fixée sur l'épaisseur de l'ensemble : $\lesssim 3$ mm.

8 La connexion de la haute tension et l'isolation des électrodes.

La connexion entre le dépôt résistif et le câble électrique d'alimentation, est un élément critique. En effet, nous avons plusieurs fois perdu ce contact auprès de nos premiers prototypes. Après plusieurs essais la solution retenue consiste à utiliser une paire de languettes de cuivre fixées sur la surface résistive à l'aide d'une colle conductrice à l'argent. Les perturbations électromagnétiques générées à l'interface entre le matériau fortement résistif et le cuivre impactent fortement les carreaux situés juste au dessus de ces languettes. On considérera donc cette zone comme morte car la fréquence du bruit de fond observé y est très élevée, ces canaux seront d'ailleurs masqués par l'intermédiaire du *slow control*. C'est pourquoi les languettes de connexion sont disposées sur un bord du détecteur, et ne mesurent que 5 mm de large pour une longueur de 6 cm (figure 5.23 (a)).



(a)



(b)

FIGURE 5.23 – (a) : Languette de connexion de la haute tension sur l'électrode de verre. (b) : Isolation de la languette pour éviter les arcs électriques.

On soudera à ces languettes de cuivre un connecteur SHV pour les relier au générateur haute tension (figure 5.23 (b)). Une attention toute particulière fut nécessaire pour l'iso-

lation de la languette provenant de la cathode. Lors de la polarisation du détecteur, elle présentera en effet une différence de potentiel de plusieurs kV vis à vis du châssis métallique contenant le détecteur. Un espacement de 3 mm sans peinture résistive est également réservé sur le pourtour des électrodes de verre afin d'éviter d'éventuelles décharges entre les deux électrodes à l'extérieur de la chambre. En outre, nous utilisons une feuille de Mylar de $175\ \mu\text{m}$ ainsi que du silicone pour isoler correctement la cathode du châssis (cf. 14.2 page 114).

9 Distance de séparation entre les carreaux de cuivre de lecture.

Le choix de la segmentation latérale de $1\ \text{cm}^2$ pour la construction de notre calorimètre est avant tout le résultat d'un compromis entre la résolution spatiale nécessaire pour limiter la confusion lors de la reconstruction, et le prix à payer pour pouvoir lire un si grand nombre de canaux. L'étalement d'une avalanche a été mesuré expérimentalement auprès d'un GRPC dont l'interstice gazeux mesure 2 mm [30] : l'extension latérale obtenue par cette équipe est estimée à 1-2 mm. Dans le cas de notre GRPC, l'interstice gazeux ne mesure que 1.2 mm, nous nous attendons donc à obtenir une extension latérale inférieure : $\sim 1\ \text{mm}$. C'est pourquoi, les carreaux de cuivre imprimés à même le circuit de lecture sont espacés de $421\ \mu\text{m}$ les uns par rapport aux autres. Si la particule passe précisément entre deux carreaux de cuivre, le courant induit par l'avalanche sera distribué entre eux. Un test sur faisceau a été spécialement organisé, pour s'assurer que cette séparation ne crée pas de zone d'inefficacité. Nous avons pour cela utilisé un outil de grande précision mis à notre disposition par le programme EUDET¹.

9.1 Le télescope EUDET

Le télescope EUDET est un appareil composé de plusieurs plans de détecteurs à pixels de silicium autorisant une analyse par reconstruction de traces d'une très grande précision. Chaque plan mesure $7 \times 7\ \text{mm}^2$, et comporte 512×512 pixels de $10\ \mu\text{m}$. La trace projetée dans notre détecteur situé 20 cm en aval indique la position de l'impact attendu avec une précision de $10\ \mu\text{m}$. En outre, nous avons eu recours à la photogrammétrie afin de connaître précisément la position relative des différents détecteurs (GRPCs / EUDET). L'incertitude liée à la photogrammétrie, combinée à celle de la prédiction du télescope est inférieure à $100\ \mu\text{m}$. Cette incertitude est compatible avec une mesure sur la zone de $421\ \mu\text{m}$ séparant deux carreaux de cuivre. Notre dispositif étant installé sur une table de translation micrométrique, nous avons pu déplacer le détecteur par pas de 3.5 mm afin d'étudier par recouvrement l'efficacité de détection sur une zone de plusieurs centimètres (figure 5.24). Sur l'axe vertical, le faisceau a été aligné de manière à croiser les carreaux de cuivre en leur centre.

De la même manière que pour le suivi de traces dans plusieurs plans de GRPCs, on utilise un déclenchement commun aux deux systèmes d'acquisition pour pouvoir associer les événements entre eux lors de l'analyse hors ligne. Lors de cette analyse, seules les traces reconstruites simultanément dans le télescope EUDET et dans au moins deux détecteurs

1. EUDET est un programme de coordination pour la recherche et le développement des détecteurs du futur collisionneur ILC. Cet organisme met à disposition des groupes de recherches une infrastructure pour organiser des tests sur faisceaux.

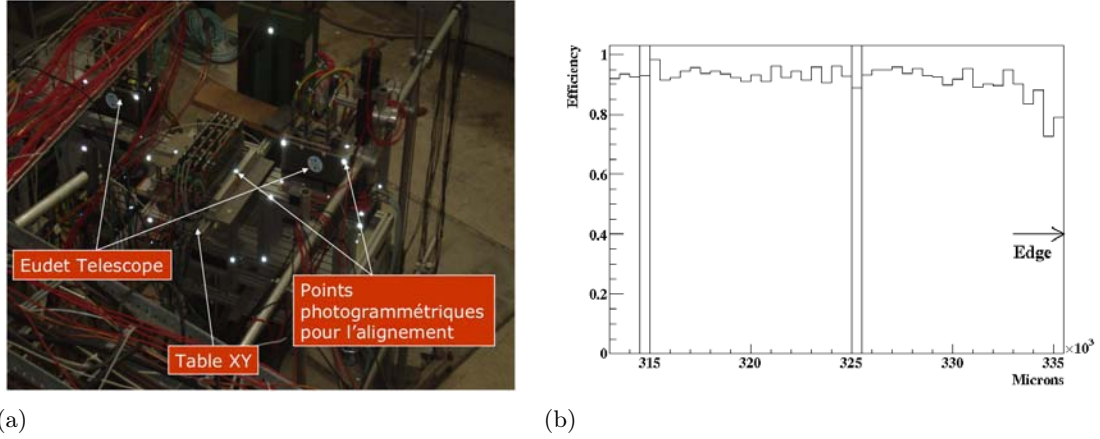


FIGURE 5.24 – (a) : installation de l'expérience sur la ligne de faisceau T10 du PS (CERN). (b) : Efficacité obtenue sur les deux premiers carreaux de cuivre en partant du bord (Edge), les lignes verticales représentent la séparation entre les carreaux de cuivre.

GRPCs sont utilisées (en excluant pour la sélection le détecteur GRPC étudié). Une fois ces deux traces mises en commun, on recherche dans le détecteur à l'étude la (les) cellule(s) déclenchée(s) aux alentours du point projeté afin d'évaluer l'efficacité de détection des traces. Le profil obtenu figure 5.24 n'indique pas de perte d'efficacité majeure entre deux carreaux adjacents. Par contre, l'efficacité diminue de 15 % lorsqu'on se rapproche du côté droit : on atteint dans cette zone la cloison du détecteur (*Edge*).

10 Effet d'angle

Bien entendu, les particules qui seront détectées par notre calorimètre au sein de l'expérience ILD n'auront que rarement une incidence orthogonale au plan de détection. Pour s'assurer qu'aucune compensation ne sera nécessaire lors de la reconstruction de ces événements, nous avons soumis un assemblage de quatre prototypes à un faisceau incident d'angle variable (figure 5.25).

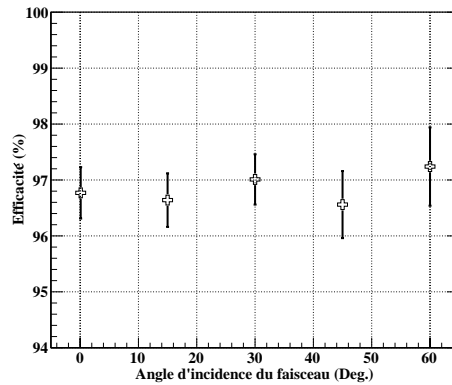


FIGURE 5.25 – Efficacité du détecteur GRPC en fonction de l'angle d'incidence du faisceau.

Aucune perte d'efficacité significative n'a été enregistrée même pour un angle de 60° . En effet, les variations observées sont inférieures à 1 %, et donc comprises entre les barres d'erreurs associées à l'incertitude statistique de la mesure. De plus l'influence des conditions atmosphériques lors de la mesure n'a pas été prises en compte. La température et la pression étant liées à la densité du mélange gazeux, ces modifications peuvent être responsables des faibles variations d'efficacité observées (cf. 13.3 page 108).

11 Des chambres de grandes dimensions

Les premiers prototypes de petites dimensions nous ont permis de définir le meilleur compromis technologique pour opérer la détection. La seconde étape du développement des GRPCs a donc consisté en la conception de détecteurs de un mètre carré selon le même principe, avec en tête la construction du prototype physique qui fera l'objet d'un prochain chapitre. Cette étape représente tout de même un défi technologique car les feuilles de verre utilisées sont très fines. En outre, pour obtenir une détection homogène sur l'ensemble du détecteur, il est impératif de maintenir un interstice constant entre les deux électrodes, tout en assurant une circulation optimale du mélange gazeux sur l'ensemble du volume interne. De même le développement de cartes électroniques aux dimensions adaptées (1 m^2) a été nécessaire.

11.1 Les plots d'espacement

Afin de clore le volume de détection, nous utilisons un cadre de fibre de verre/epoxy d'épaisseur 1.2 mm, et de 3 mm de largeur. Ce cadre est collé aux feuilles de verre grâce à une colle époxy, un joint en silicone disposé sur le pourtour externe du cadre permet de s'assurer que la chambre sera parfaitement étanche. Pour assurer la rigidité du détecteur, il est indispensable d'utiliser en complément de ce cadre des plots d'espacement (*spacers*). Tous les plots répondent à une contrainte d'épaisseur commune : $1.2 \pm 0.1 \text{ mm}$. La figure 5.26 et la table 5.5 présentent les différents types de plots utilisés pour concevoir un détecteur de un mètre carré.

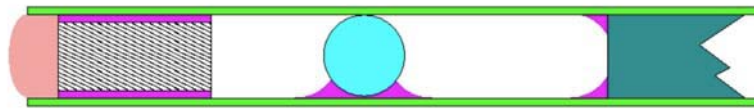


FIGURE 5.26 – De gauche à droite, le joint de silicone, le mur, une bille de céramique, un bouton de fibre de verre/epoxy partiellement dessiné. La colle époxy est représentée en rose.

Géométrie et matière	Nombre de pièces	Fixation sur les électrodes
Billes de céramique	68	epoxy sur un côté
Boutons de fibre de verre/epoxy	13	epoxy sur deux côtés
Fibre optique plastique	2 (segmentées)	epoxy sur deux côtés

TABLE 5.5 – Plots d'espacement utilisées pour concevoir un détecteur de 1 m^2 .

Les plots d'espacement ainsi que le cadre créent des zones mortes dans le détecteur, il est donc impératif de limiter l'extension de ces zones afin de pouvoir appliquer sans ambiguïtés une analyse par suivi de particules dans notre calorimètre hadronique. La déformation locale du champ électrique en présence de ces séparateurs réduit également l'efficacité de détection sur une zone de quelques millimètres aux alentours (cf. 5.24 page 98) [11]. Généralement, c'est la fibre optique ou le fil de pêche qui sont utilisés pour séparer les électrodes des détecteurs RPCss : cette solution permet en outre de guider le flux de gaz à travers la chambre. Cependant l'utilisation exclusive de fibre optique conduirait à une perte importante de surface de détection. De plus, lors de la caractérisation de nos premiers prototypes nous nous sommes rendu compte qu'un faible courant transitait par les *spacers* déclenchant très fréquemment les canaux de lecture situés juste au dessus (figure 5.27). Les matériaux utilisés étant fortement résistifs, nous suspectons un courant de surface lié à la colle epoxy dont il est difficile d'évaluer les propriétés électriques sous haute tension.

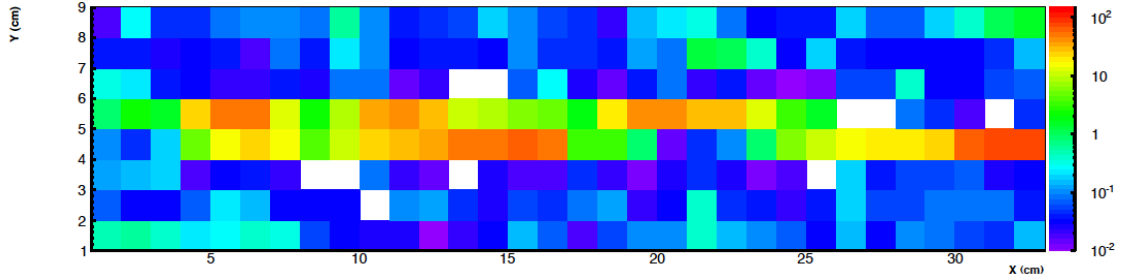
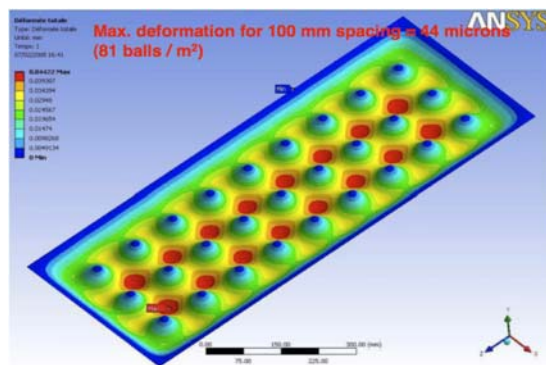


FIGURE 5.27 – Carte de répartition du bruit de fond enregistré auprès des premiers prototypes de RPC (8×32 cellules) conçus à l'aide d'un *spacer* central en fibre optique.

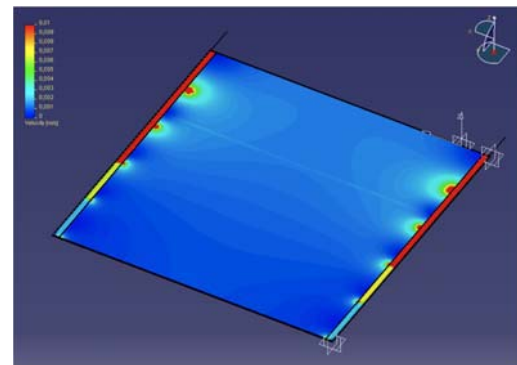
Nous avons alors recherché de nouvelles solutions pour séparer les deux parois de verre. Tout en gardant à l'esprit qu'il est indispensable de maintenir un écart très précis entre elles : en effet le champ électrique est inversement proportionnel à la distance entre les électrodes. Une variation de distance de $12 \mu\text{m}$ entraînera un changement de 1 % sur le champ électrique effectivement appliqué dans l'interstice. En réalité, deux contraintes sont appliquées sur l'enceinte de verre : d'un côté, la surpression de 1 mbar nécessaire pour forcer la circulation du gaz dans la chambre qui tend à écarter les deux plans de verre ; de l'autre, la force électrostatique due à la polarisation qui tend à rapprocher ces électrodes. En régime de fonctionnement normal, cette dernière est la plus forte.

Une série de simulations mécaniques et fluidiques nous ont permis de choisir la meilleure configuration pour disposer les différents types de plots dans la chambre. Sur la figure 5.28 (a) on peut voir que pour un espacement de 10 cm entre les billes, la variation maximale attendue sous la contrainte du champ électrique est de $44 \mu\text{m}$. Ceci équivaudra localement à une polarisation effective de 7460 V pour une polarisation de 7200 V appliquée sur le détecteur. Cette variation est acceptable étant donné que l'on restera dans la gamme du régime avalanches saturées sur ces zones de déformation maximales (cf. 3 page 37).

La simulation présentée figure 5.28 (b) décrit l'écoulement du mélange gazeux dans la chambre, pour un débit volumique correspondant à 3.6 l/h. L'injection et l'extraction de gaz sont réalisées par l'intermédiaire de tubes capillaire en PEEK dont le diamètre externe est de 1.2 mm. La distribution du gaz est assurée par deux canaux formés à l'aide de parois en fibre optique segmentées. Cette technique permet d'obtenir une circulation homogène du mélange dans l'ensemble du volume interne. Pour éviter que la chambre subisse une surpression trop importante, cinq tubes sont disposés côte à côte afin d'évacuer le mélange (un seul tube de sortie sur la simulation).



(a)



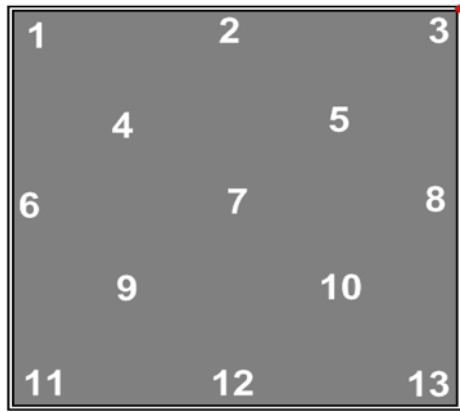
(b)

FIGURE 5.28 – (a) : Déformation mécanique sous la contrainte du champ électrique. (b) : Distribution de vitesses pour un flux de gaz de 3.6 l/h dans une chambre de 1 m² (Echelle 0-10 mm/s).

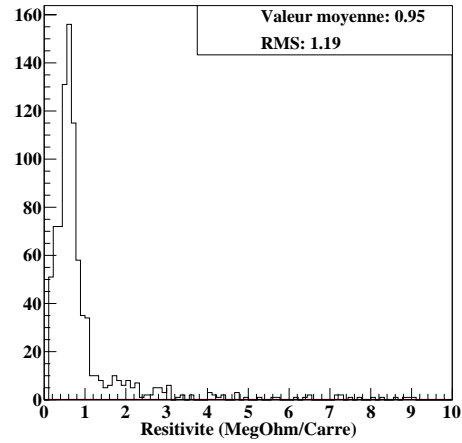
Suite à des problèmes de gonflement des chambres liés à la surpression en l'absence de champ électrique, nous avons choisi de remplacer certaines des billes de céramique par des boutons de verre/epoxy. La surface de contact avec la colle est plus grande et la liaison est donc plus solide. Cette précaution permet de se prémunir d'éventuels dommages sur les chambres, en cas de coupure inopinée de la haute tension. Grâce à cette série d'optimisations, nous avons pu réduire fortement les zones mortes : elles ne représentent à présent que 0.1 % de la surface interne de notre détecteur.

11.2 L'homogénéité du dépôt résistif

Le dépôt de peinture résistive ayant pour rôle la répartition de la tension électrique à la surface du verre, il est très important d'en maîtriser l'épaisseur. En effet, la résistivité de surface est déterminée par cette épaisseur et nous devons nous assurer quelle est homogène sur l'ensemble du détecteur. Nous travaillons donc avec une entreprise disposant du matériel de sérigraphie adéquat pour réaliser cette étape. Avec cette technique, il est possible de choisir précisément l'épaisseur du dépôt en fonction de l'écartement du maillage du masque utilisé. Elle nous a permis d'obtenir une résistivité relativement homogène proche de $0.95 \text{ M}\Omega/\square$ sur l'ensemble des électrodes produites pour notre prototype (figure 5.29 (a-b)).



(a)

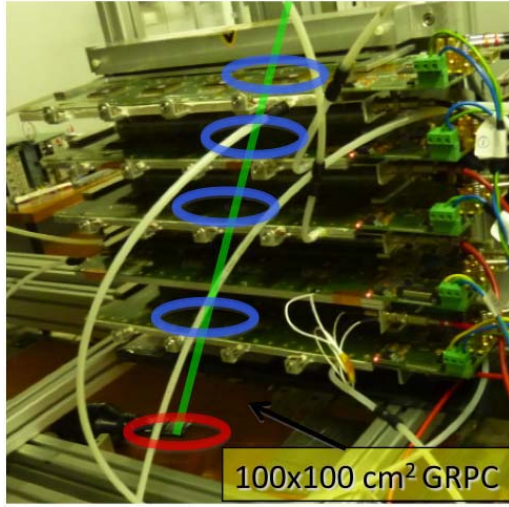


(b)

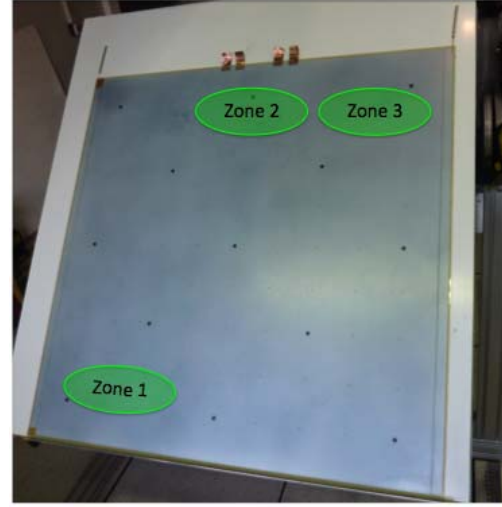
FIGURE 5.29 – (a) : Zones de contrôle de la résistivité pour un détecteur de 1 m^2 . (b) : Distribution des valeurs de résistivité mesurées sur 70 verres sérigraphiés.

11.3 Homogénéité de détection auprès des détecteurs de grandes dimensions

La prise de données auprès de détecteurs de un mètre carré sous entend l'utilisation d'une électronique de lecture de dimensions adaptées. Son principe de fonctionnement reste néanmoins le même que pour l'électronique de lecture des petites chambres. Au départ, nous ne possédions qu'un seul prototype de carte de lecture de grande taille : c'est pourquoi nous avons utilisé un assemblage de quatre petits détecteurs afin de reconstruire des traces ensuite projetées dans le grand détecteur à l'essai. L'utilisation d'un déclenchement commun nous a permis de corrélérer les événements cosmiques enregistrés par deux acquisitions différentes : respectivement Xdaq et Labview, pour la grande et les petites chambres. Grâce à ce système nous avons pu réaliser une étude locale de l'efficacité auprès de nos premiers prototypes de 1 m^2 . Plusieurs zones ont été successivement testées en déplaçant l'assemblage de petits détecteurs montés sur un système de translation (figure 5.30). La technique de reconstruction de traces décrite en début de chapitre s'appuie sur les données issues de ce montage (cf. 3 page 76) : rappelons que la résolution obtenue sur la trace projetée est de l'ordre de 3 mm .



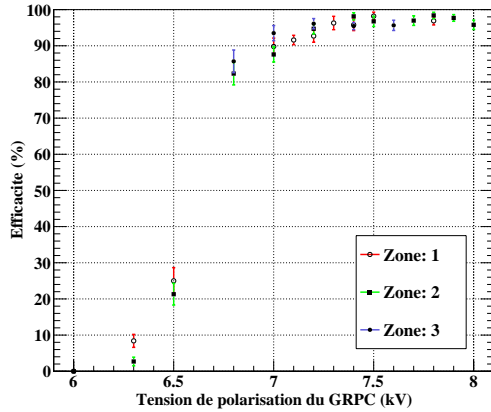
(a)



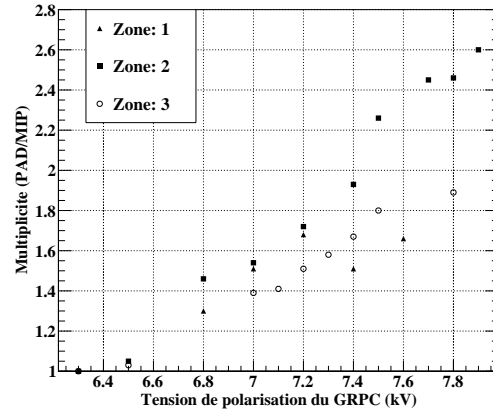
(b)

FIGURE 5.30 – (a) : Banc de test cosmique pour un détecteur de 1 m^2 . (b) : Zones du détecteur testées.

Le balayage en haute tension réalisé sur chacune de ces zones (figure 5.30 (b)) nous a permis de valider l'homogénéité de nos premiers prototypes de grandes chambres (figure 5.31).



(a)

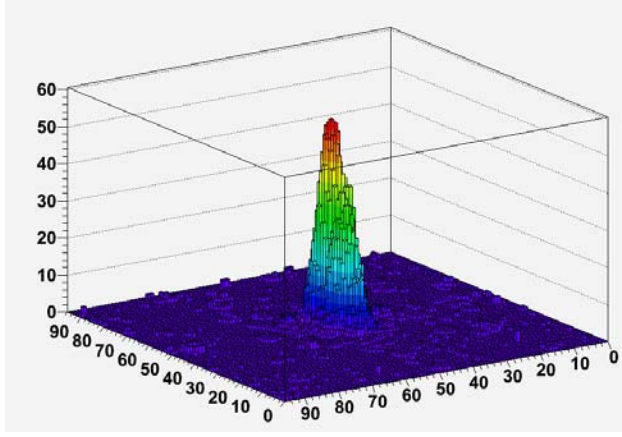


(b)

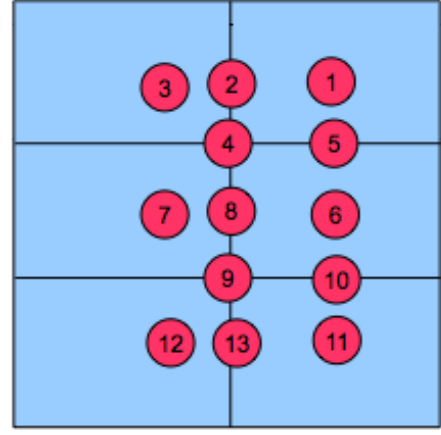
FIGURE 5.31 – (a) : Efficacité en fonction de la haute tension appliquée sur les trois zones étudiées. (b) : Multiplicité en fonction de la haute tension appliquée sur les trois zones étudiées.

Deux autres prototypes de un mètre carré ont ensuite été exposés aux faisceaux du CERN. Deux détecteurs complémentaires de dimensions intermédiaires ($48 \times 32 \text{ cm}^2$) ont été utilisés pour pouvoir procéder à une analyse par reconstruction de traces. Le dispositif a été installé sur une table XY et le faisceau collimaté, afin d'étudier l'efficacité en condi-

tions réelles de flux sur un grand nombre de zones (figure 5.32 (a-b)). Cette campagne nous a également permis de tester la stabilité des niveaux de références de l'électronique de lecture auprès de plusieurs cartes interconnectées. Notamment en étudiant des événements attendus à la jonction entre cartes (figure 5.32 (b)). Nous n'avons malheureusement pas pu réaliser la mesure sur les bords du détecteur car les murs de bétons présents dans la zone limitaient la course de la table XY. Malgré tout, les différents points choisis sont représentatifs de la majeure partie du détecteur.

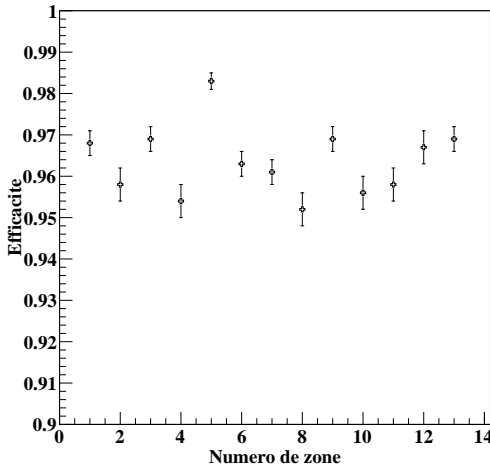


(a)

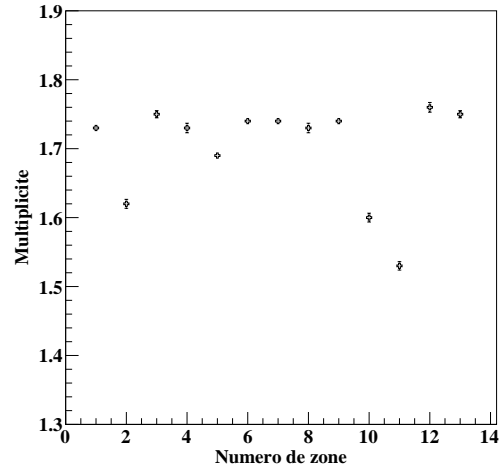


(b)

FIGURE 5.32 – (a) : Profil du faisceau obtenu dans notre GRPC de 1 m^2 sur la ligne H4 du CERN (50 Hz/cm^2). (b) : Zones étudiées sur les deux grands détecteurs.



(a)



(b)

FIGURE 5.33 – Efficacité (a) et multiplicité (b) pour les 13 zones à l'étude.

Lors de ce test nous avons pour la première fois utilisé nos détecteurs GRPCs de 1 m^2 en position verticale. Nous pouvons voir que l'efficacité de détection est stable sur l'ensemble des treize points testés (figure 5.33 (a)). Cependant les variations de multiplicité enregistrées ont mis en évidence un problème de plaquage entre le détecteur et l'électro-

nique de lecture (figure 5.30 (b)). Ce problème peut être réglé de plusieurs manières :

- Mécaniquement, en exigeant une précision accrue lors de l'usinage des plots utilisés pour séparer les électrodes, et en modifiant légèrement l'épaisseur du masque de polycarbonate disposé entre le circuit de lecture et le couvercle de la cassette (cf. 14.2 page 114).
- Par calibration, en réalisant une correction de gain supplémentaire auprès de l'électronique de lecture. Cette correction est proportionnelle à la multiplicité enregistrée auprès du détecteur.

Grâce à la table XY, nous avons également pu réaliser une carte d'efficacité précise de la zone centrale du détecteur en déplaçant les chambres par pas de 5 cm (figure 5.34). On peut s'apercevoir que l'homogénéité de détection est très bonne, malgré la présence des billes de séparation entre les verres disposées tous les 10 cm (dimension du quadrillage). La zone jaune de plus faible efficacité correspond à un plot d'espacement de plus grand diamètre ($\phi = 5$ mm) tel qu'on peut le voir sur la photo du détecteur (figure 5.30 (b)). Le déclenchement des cellules isolées (bleu) correspond à des particules issues d'une interaction ayant eut lieu quelques mètres avant le détecteur. Dans ce cas peu fréquent, on enregistre simultanément des particules dans l'axe des scintillateurs, ainsi qu'à l'écart de celui-ci.

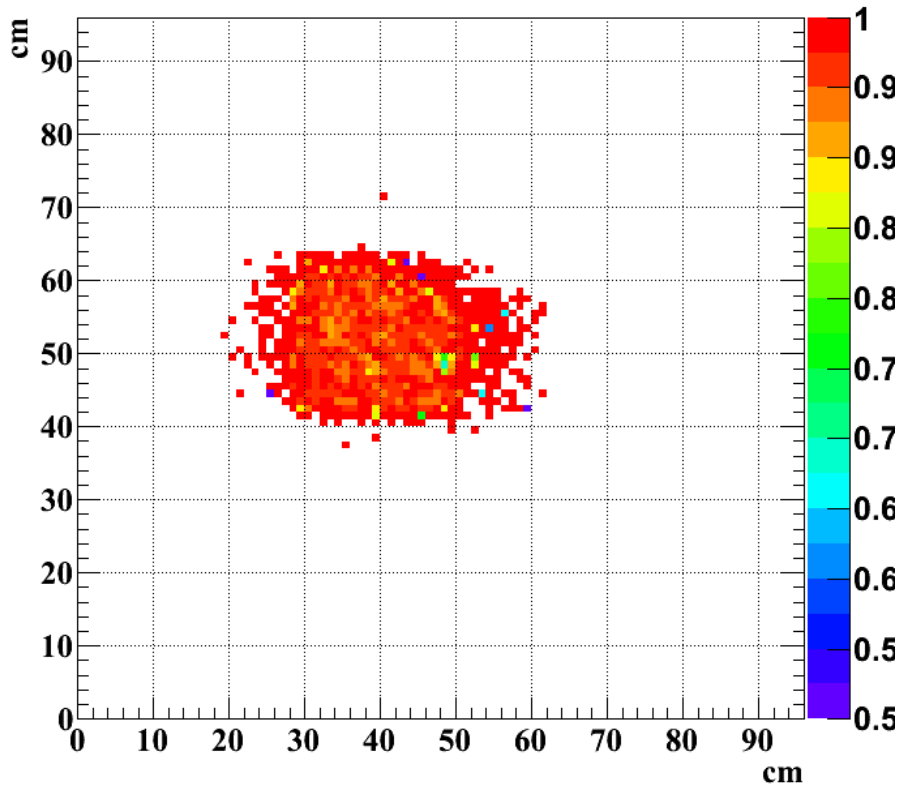


FIGURE 5.34 – Carte d'efficacité sur la zone centrale du détecteur (test sur faisceau).

12 La stabilité d'opération

Il est intéressant d'étudier l'efficacité de nos détecteurs sur de longues périodes pour tester leur stabilité. La figure 5.35 présente l'efficacité de détection obtenue sur l'ensemble de la durée d'un test sur faisceau. Comme nous pouvons le voir, l'efficacité n'est pas tout de suite optimale, car il faut du temps pour que le mélange gazeux présent dans la chambre soit pur. En effet, lorsque l'on transporte une chambre jusqu'au CERN, l'air ambiant doit pouvoir entrer dans le détecteur afin d'éviter une surpression qui pourrait détruire la chambre (passage de cols en altitude). Une fois raccordée sur le système de gaz, il faut faire circuler le gaz plusieurs heures afin d'extraire les molécules d'eau ainsi piégées. De plus, les barres d'incertitudes statistiques montrent que les premiers *runs* sont courts, ils correspondent à des test rapides effectués lors du montage. A partir du *run* 96, nous avons également choisi d'abaisser le seuil de détection, puis la prise de donnée a pu démarrer avec une efficacité relativement constante jusqu'à la fin de la période de test ($\simeq 98\%$).

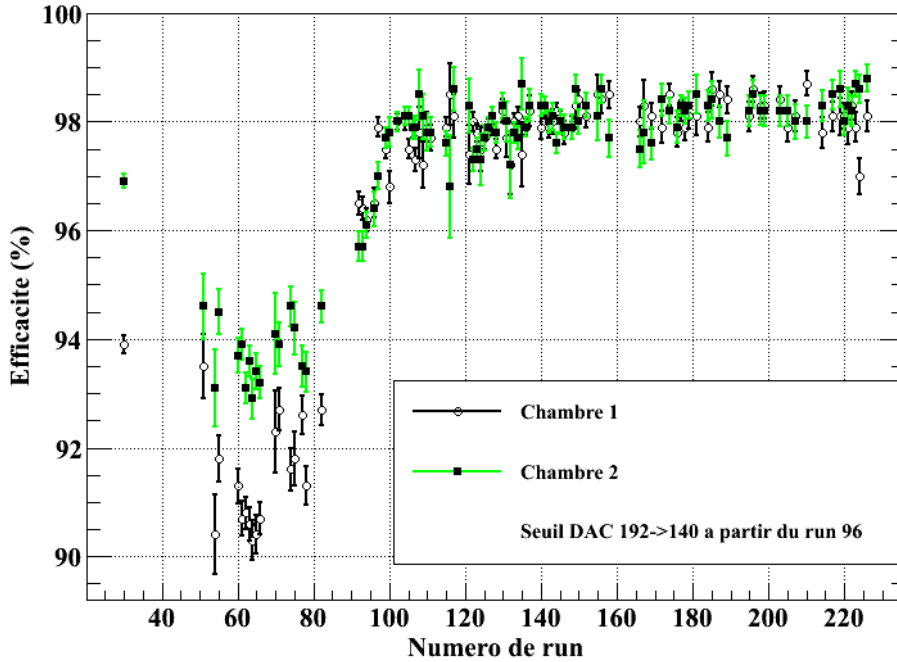


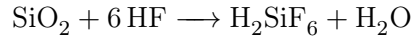
FIGURE 5.35 – Efficacité de deux des détecteurs en fonction du numéro de *run* lors de la période de test sur faisceau d'octobre 2010 sur la ligne H4 du CERN.

13 L'effet de l'âge sur les chambres de détection

Pour valider la pertinence du choix des GRPCs en tant que détecteurs de notre calorimètre hadronique, il est nécessaire d'étudier l'impact d'une utilisation prolongée sur la chambre. Les éventuels effets de vieillissements seront proportionnels à la charge totale ayant été déposée dans celui-ci [44] (correspondant au nombre total d'avalanches produites). En intégrant sur plusieurs années la fréquence moyenne de détection attendue au sein de notre détecteur dans l'expérience finale ILD, il est possible d'évaluer la charge totale qui transitera dans notre détecteur (~ 1.6 pC/avalanche) : $126.2 \mu\text{C}/\text{cm}^2/\text{an}$. En utilisant une source de particules dont le flux est supérieur de plusieurs ordres de grandeur à celui attendu dans l'expérience ILD, on pourra alors faire subir un vieillissement accéléré au détecteur afin de vérifier sa tenue dans le temps. Pour effectuer cette étude nous avons exposé pendant plusieurs mois notre détecteur GRPC au flux de photons de la source radioactive du GIF précédemment décrite (cf. 4.3 page 82). Introduisons tout d'abord les effets d'âge communément observés sous forte irradiation auprès des détecteurs RPCs.

13.1 Attaque du verre par l'acide fluorhydrique HF

L'acide fluorhydrique **HF** est produit par décomposition du **TFE** lors de l'ionisation en avalanche¹. Ce composant chimique est extrêmement corrosif : il est même capable de dissoudre le verre selon la réaction suivante.



L'acide hexafluorosilicique (**H₂SiF₆**) ainsi produit apparaît sous forme de dépôt aqueux sur les surfaces internes de la chambre. Ce dernier est également corrosif et peut attaquer le verre par d'autres processus chimiques. On constatera alors une diminution de la résistivité de surface sur les parois internes due au dépôt de matières fluorées [44], mais surtout une détérioration de l'état de surface du verre. Ces défauts de surface peuvent produire une déformation locale du champ électrique conduisant à une augmentation de la fréquence d'apparition de bruit de fond inhérente aux effets de pointes ainsi introduits. Evidemment, ceci aura pour effet d'alimenter encore la production de **HF**. L'attaque de l'électrode par les composés fluorés pourra également faire varier la résistivité volumique du matériau impactant la fréquence maximale de détection admissible.

Plusieurs précautions d'usage permettent de minimiser l'attaque du verre par le **HF** :

- Tout d'abord en limitant la création de cet acide qui est proportionnelle à la charge transitant dans l'interstice. Pour cela l'utilisation du détecteur en mode avalanche est encore une fois plus adaptée que celle du mode *streamer* (facteur 100 sur la charge produite).
- La circulation du mélange gazeux dans le détecteur permettra d'évacuer une partie des molécules de **HF** produites en son sein. En remplaçant le volume interne une fois par heure notre collègue R.Guida extrait la moitié du **HF** produit dans les chambres RPC de l'expérience CMS [2].

1. En mode streamer la production de **HF** est de l'ordre de $20 \mu\text{mole.C}^{-1}$ [44]

- En outre il est possible de supprimer ce dépôt fluoré en polarisant la chambre après y avoir injecté de l'argon pur. En présence de haute tension, les photons UV créés par les décharges dans ce gaz permettent de libérer les composés fluorés adsorbés à la surface du verre [17].

13.2 Polymérisation

L'isobutane (iC_4H_{10}) est un composant de la classe des alcanes. Il peut produire des réactions de polymérisation entraînant un dépôt supplémentaire dans la chambre [46]. De plus il est hautement inflammable et nécessite la mise en place de précautions particulières lors de son utilisation. Nous avons donc choisi de substituer ce gaz par du dioxyde de carbone (CO_2) qui présente des propriétés de détection similaires (figure 5.11), et préserve la chambre d'un dépôt supplémentaire.

13.3 Recherche d'une variation de résistivité volumique

Afin de déceler un éventuel effet d'âge pouvant affecter la fréquence de détection de nos détecteurs GRPCs, il convient d'étudier la résistivité du verre pour une irradiation intégrée équivalente à celle de l'expérience ILD. Le flux de particules chargées issu de l'interaction des rayonnements γ du GIF est dix fois plus intense que celui attendu auprès de l'ILD dans les zones du SDHCAL les plus proches du faisceau. Un an d'exposition correspondra donc à dix ans de prise de données auprès de notre calorimètre. Pour réaliser notre étude, nous utiliserons un modèle très simple basé sur l'application de la loi d'Ohm : il permet d'évaluer la résistivité volumique du verre en fonction du courant consommé par le détecteur lorsqu'il est en fonctionnement [27].

Introduisons tout d'abord le gain de multiplication G du détecteur GRPC. Il représente le rapport entre le nombre de paires créées lorsqu'une particule chargée ionise le mélange gazeux, sur celui obtenu après multiplication en avalanches. Le gain dépend fortement du champ électrique présent dans l'interstice. La courbe de polarisation présente donc un seuil V_{seuil} en dessous duquel le gain est unitaire¹. L'effet d'écrantage qui limite la croissance de l'avalanche, conduit à la saturation du gain de multiplication (cf. 4.3.2 page 41). Ainsi, le courant consommé par notre détecteur sera proportionnel au gain de multiplication en avalanches saturées : on observera donc au delà de V_{seuil} une relation linéaire entre le courant et la tension de polarisation de l'interstice.

$$I = a(V_{interstice} - V_{seuil}) \quad \text{avec} \quad V_{interstice} > V_{seuil} \quad (5.4)$$

La mesure s'étalant sur plusieurs mois, les conditions météorologiques peuvent varier fortement au cours de la prise de données. Ces conditions étant corrélées à la densité du mélange gazeux, il est nécessaire d'introduire la tension de polarisation effective V_{eff} . Elle permet de comparer sur un pied d'égalité des mesures réalisées dans des conditions de température et de pression différentes.

1. Pour un gain unitaire $G = 1$, les charges se contentent de dériver à travers l'interstice gazeux suivant les lignes de champs.

$$V_{\text{eff}} = \frac{T}{T_0} \frac{P_0}{P} V_{\text{interstice}} \quad (5.5)$$

Il est également nécessaire pour cette étude de tenir compte de la chute de potentiel due aux électrodes de verre. Elle est caractérisée par la relation suivante.

$$V_{\text{interstice}} = V_0 - RI \quad \text{avec} \quad R = \rho_{\text{verre}}(e/S) \quad (5.6)$$

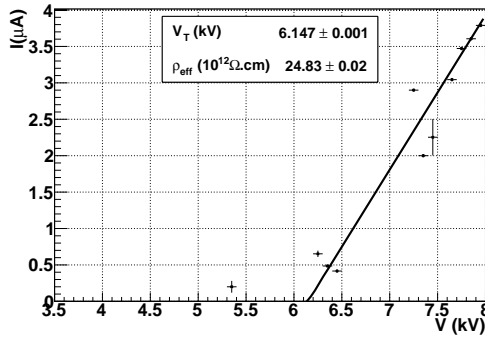
Avec V_0 la tension d'alimentation, e l'épaisseur cumulée des deux plaques de verre, et S la surface du détecteur étudié. Si le flux de particules augmente, le courant transitant dans l'interstice croît et la perte de potentiel dans le verre suit cette variation. Ainsi, le champ électrique dans l'interstice diminue et le gain de multiplication fait de même. Ce phénomène impose donc une valeur limite au courant pour un flux de particules à détecter qui tendrait vers l'infini.

$$I = I_{\text{max}} = \frac{V_0 - V_{\text{seuil}}}{R} \quad (5.7)$$

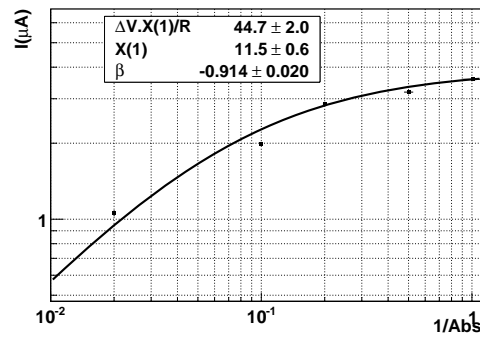
On peut généraliser ce résultat à un flux de particules arbitraire en utilisant les équations 5.4 et 5.6.

$$I = \left(\frac{aR}{1 + aR} \right) \frac{V_0 - V_{\text{seuil}}}{R} = \frac{V_0 - V_{\text{seuil}}}{R_{\text{eff}}} \quad (5.8)$$

Lorsqu'on étudie la relation tension-courant de notre détecteur (figure 5.36 (a)), le coefficient directeur de la partie linéaire correspond à l'inverse de la résistance effective R_{eff} . La valeur de la résistance des deux feuilles de verre est donc donnée par la relation : $R = R_{\text{eff}}X/(1 + X)$, avec $X = aR$. Le paramètre X représente la dérivation de la simple proportionnalité entre courant et tension en raison de la chute de potentiel dans le verre. On peut obtenir sa valeur en mesurant le courant consommé pour différentes valeurs du flux de particules incident (figure 5.36 (b)).



(a)



(b)

FIGURE 5.36 – (a) : Courant consommé en fonction de la tension de polarisation sans absorbeur ($Abs=1$). Le seuil de linéarité V_T correspond à V_{seuil} . (b) : Courant consommé en fonction du flux de particules incident.

Le facteur d'absorption Abs est lié à la mise en place de couches atténuant le flux de la source de manière homogène. La variation du paramètre X en fonction du facteur d'absorption des γ , est paramétrisée de la manière suivante. s

$$X(Abs) = X(Abs = 1)Abs^\beta \quad (5.9)$$

On obtient donc par ajustement de la relation 5.8 sur la figure 5.36 (b) les paramètres $X(Abs = 1) = 11.5$, et $\beta = -0.9$. La courbe de variation tension-courant (figure 5.36 (a)) a été obtenue pour un flux maximal de la source du GIF correspondant à $Abs = 1$. L'ajustement de cette courbe par une droite nous permet d'obtenir la résistance effective $R_{\text{eff}} = 490 \text{ M}\Omega$. Avec le paramètre $X(Abs = 1)$ on obtient la résistance correspondant aux deux feuilles de verre $R = 450 \text{ M}\Omega$. Pour une épaisseur de verre totale $e = 1.8 \text{ mm}$ et une surface de détection de 1 m^2 , on en déduit la résistivité du verre $\rho = 2. \times 10^{12} \text{ }\Omega.\text{cm}$.

Nous allons donc pouvoir exploiter le suivi du courant consommé sous haute irradiation pour détecter une éventuelle variation de la résistivité volumique du verre dans le temps. Cependant, pour ne pas biaiser la mesure, il est nécessaire de tenir compte de l'effet de la température sur la résistivité du verre. Nous introduirons donc le courant corrigé de la manière suivante [27].

$$I_{\text{corrigé}} = I_{\text{mesuré}} e^{\alpha(\theta_{20} - \theta)} \quad \theta_{20} = 20 \text{ }^\circ\text{C} \quad (5.10)$$

Le coefficient de température $\alpha = 0.03$ caractérise la variation de résistivité du verre de borosilicate que nous utilisons. Sur la figure 5.37 nous pouvons tout d'abord apprécier la corrélation entre courant consommé et température. L'effet des variations de températures journalières sur la résistivité du verre est donc bien visible. Comme nous pouvons le constater sur la dernière courbe, après correction, le courant est indépendant de la température.

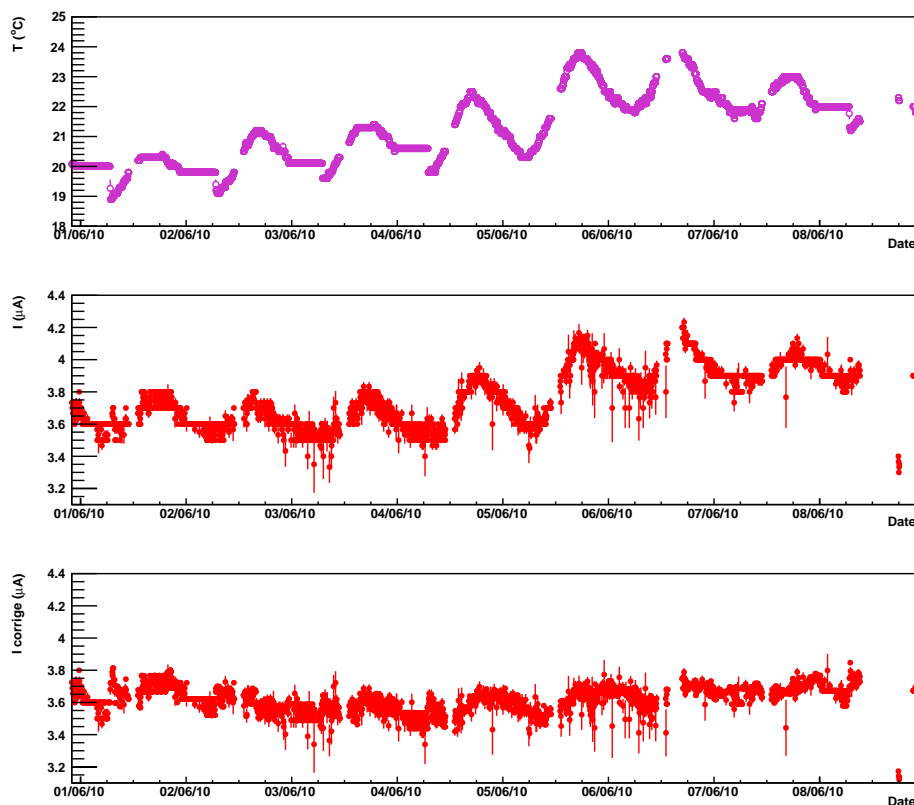


FIGURE 5.37 – Variations de la température, du courant, et de courant corrigé en fonction du temps d'exposition d'un détecteur GRPC de 1 m^2 à la source radioactive du GIF (période de 8 jours).

La figure 5.38 présente un lot de données enregistrées sur une période d'environ un an. Rappelons que l'humidité relative est fonction de la température puisqu'elle dépend de la pression de vapeur saturante de l'air (point de rosée). Par conséquent, lorsque la température augmente, l'humidité relative diminue pour une même quantité d'eau par unité de volume. Nous pouvons remarquer sur la première période d'acquisition une corrélation entre l'humidité ambiante et le courant consommé par notre détecteur. Ceci trahit la présence de molécules d'eau issues de l'air environnant à l'intérieur du détecteur. Nous nous sommes rapidement rendu compte que l'unique possibilité offerte à l'eau pour pénétrer était le tuyau d'échappement des gaz bien qu'il soit très fin. Pour pallier à ce problème nous avons donc installé un bulleur¹ permettant de réaliser une barrière physique entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre. Après cette modification, le courant enregistré est devenu relativement stable. Les brèves variations de courant restantes sont généralement corrélées à des coupures de la haute tension, ou à l'absence momentanée de données de la part d'un instrument de mesure. Nous pouvons en conclure que la résistivité du verre ne varie que très peu au cours de la période d'irradiation. Ces tests ont été prolongés pour s'assurer que la durée de vie des GRPCs sera effectivement largement supérieure à la conduite de l'expérience ILD.

1. Le bulleur est un dispositif très simple permettant d'isoler un volume de gaz fixe tout en l'autorisant à se détendre. Une légère surpression permet ainsi d'évacuer l'excédent de gaz à travers un liquide sous la forme de bulles. Ce système est conçu pour fonctionner dans un sens seulement.

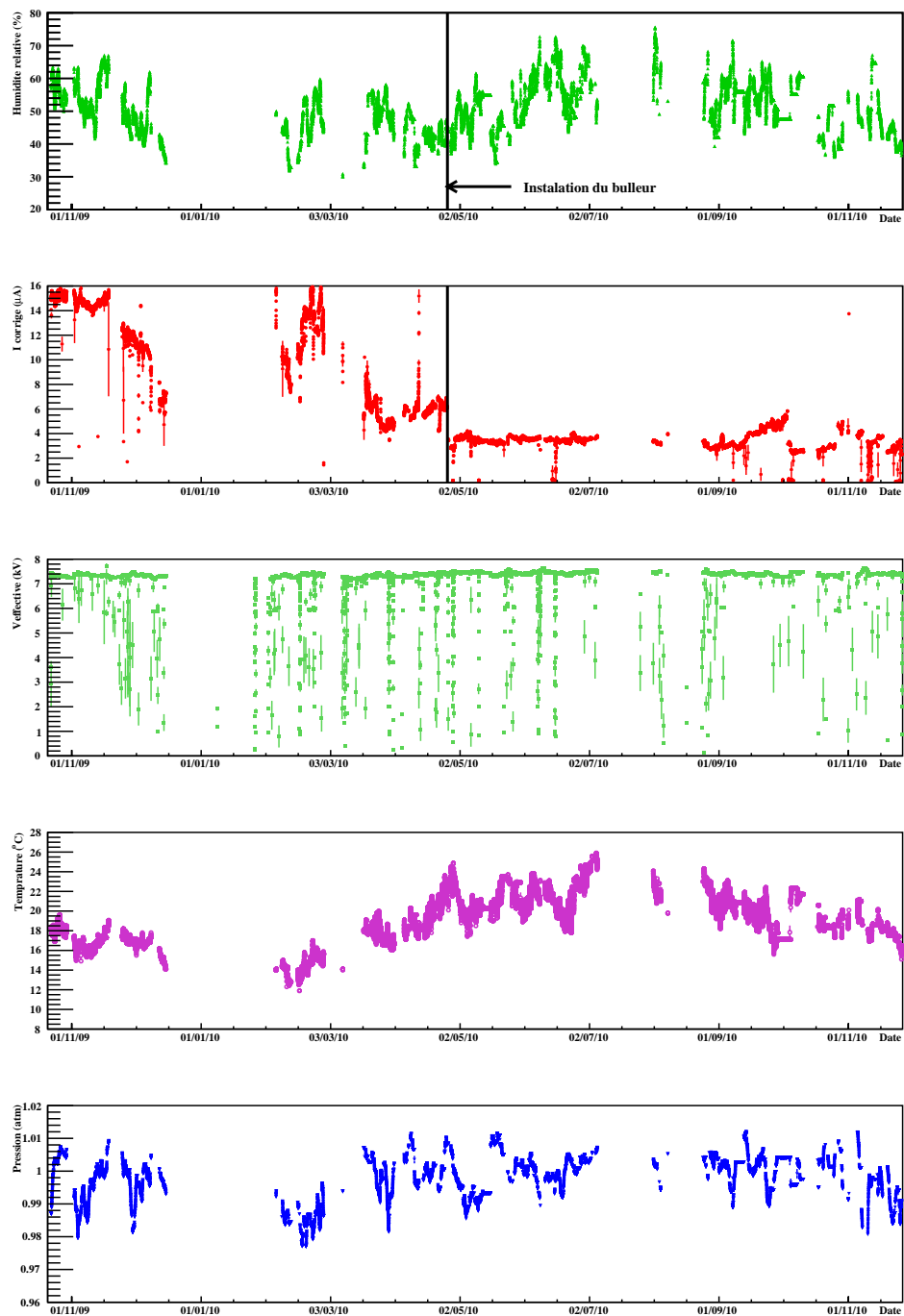


FIGURE 5.38 – Variations d’humidité relative, de courant corrigé, de tension effective, de température, et de pression, en fonction du temps d’exposition d’un détecteur GRPC de 1 m^2 à la source radioactive du GIF.

13.4 Variation de la fréquence de bruit de fond

Lorsque la source est à l'arrêt, le courant circulant dans l'interstice en raison du bruit de fond est également enregistré (figure 5.39). De la même manière que précédemment, on constate dans un premier temps une forte corrélation entre le courant consommé, et l'humidité relative. Après l'ajout du bulleur sur le circuit de sortie, ce courant garde une valeur constante proche de $0.2 \mu\text{A}$. Mis à part des sursauts de courant ayant lieu lors des coupures de haute tension. Ceci prouve qu'il n'y a pas eu de détérioration majeure de l'état de surface avec le temps, qui se serait traduit par une augmentation des effets de pointe, et donc du courant observé.

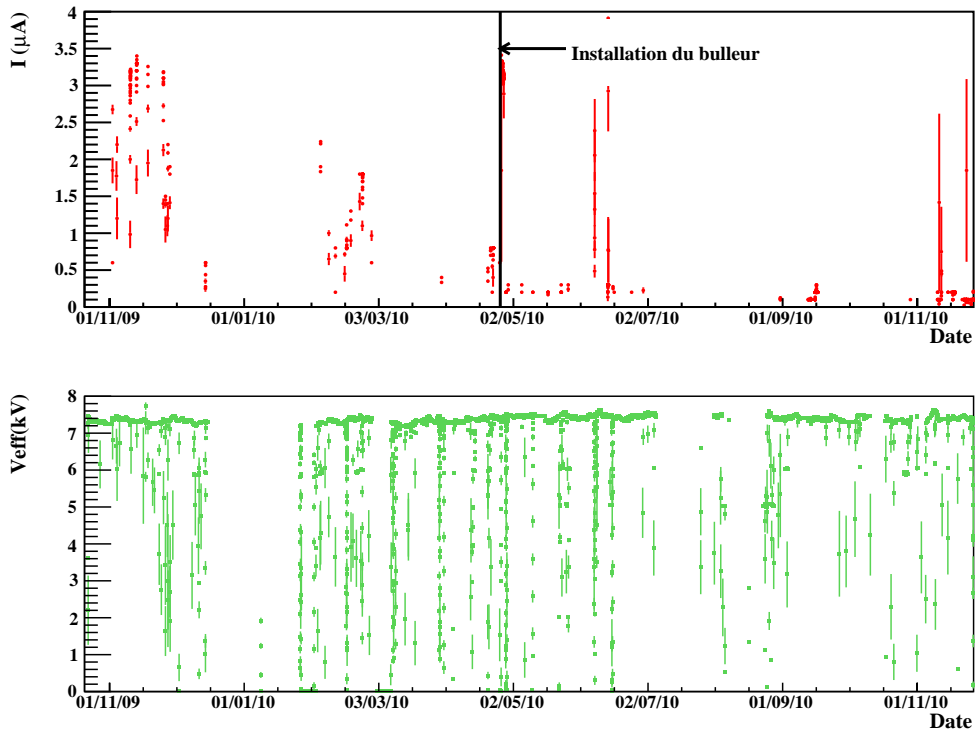


FIGURE 5.39 – Variations du courant corrigé, et de la tension effective en fonction du temps d'exposition d'un détecteur GRPC de 1 m^2 à la source radioactive du GIF.

Pour s'en assurer, un rapide calcul permet de connaître la quantité de molécules de **HF** effectivement déposée sur la surface de verre. Pour dix années de fonctionnement du détecteur auprès du collisionneur ILC (cinq ans en raison du *push-pull*) : la charge totale qui transitera dans l'interstice est de $631 \mu\text{C}$. Si l'on prend le pire des cas correspondant au mode *streamer* pour lequel la production de **HF** a été évaluée à $166 \mu\text{mol/C}$: la quantité d'acide fluorhydrique totale qui sera déposée dans la chambre au cours des dix ans d'utilisation s'élève à $0.5 \mu\text{g/cm}^2$. Cette estimation prend en compte l'extraction de 50 % des molécules de **HF** grâce à une circulation régulière du mélange gazeux.

13.5 Conclusions sur l'effet de l'âge

En retirant les périodes correspondant à l'arrêt de la source du GIF, le lot de données étudié correspond à une période de 320 jours soit presque un an. Ceci équivaut à une dizaine d'années de fonctionnement auprès du collisionneur ILC. Nous n'avons constaté aucun effet notable sur la capacité du GRPC à détecter les rayonnements incidents auquel il a été soumis : ceci confirme la pertinence du choix du verre pour constituer les électrodes. En effet, cette même mesure a été réalisée par les physiciens de l'expérience CMS auprès de détecteurs RPCs en Bakélite. Ils ont mesuré sur une période équivalente à l'exploitation du LHC une variation de résistivité d'un ordre de grandeur en raison de l'attaque de ce matériau par l'acide fluorhydrique [27].

14 Des unités sensibles actives pour un prototype physique

Nous avons suivi au cours de ce chapitre le processus de développement complet d'un détecteur gazeux de grande dimension. A l'issue de cette première phase de recherche, nous avons pu commencer à produire en série des détecteurs de un mètre carré. Ces détecteurs furent ensuite associées à une électronique de lecture de même dimension pour former une unité sensible active (ASU).

14.1 Les plans de lecture de un mètre carré

Actuellement, l'industrie ne permet pas de concevoir des cartes de lecture de 1 m^2 pour un prix raisonnable. Nous avons donc conçu une carte générique de $50 \times 33.3\text{ cm}^2$ comportant 24 HARDROCs pour lire 48×32 carreaux de cuivre de 1 cm^2 (imprimés sur l'une des faces). Un motif de base de 8×8 carreaux connectés aux 64 voies de chaque puce est reproduit sur l'ensemble de cette carte. Le circuit comporte huit étages, les parties analogiques et digitales sont séparées par des plans de masse afin de limiter les perturbations inhérentes aux fronts digitaux. Les premières cartes comportant 4 HARDROCs ont été réalisées sur le même principe pour un circuit de 0.8 mm d'épaisseur. Dans le cas actuel, nous avons produit en série des circuits de 1.2 mm pour plus de robustesse, mais nous envisageons de revenir à une épaisseur de 0.8 mm pour l'ILD, cette dimension est actuellement utilisée dans le fichier de géométrie pour la simulation Monte-Carlo. La lecture des HARDROCs étant chaînée, ces cartes peuvent être connectées entre elles pour produire des unités sensibles de 96×32 carreaux (figure 5.40 (a)). Chaque doublet de cartes sera contrôlé par une interface DIF (cf. 3 page 55). Pour lire un mètre carré de détecteur, trois doublets de cartes sont assemblés entre eux, et contrôlés par trois cartes d'interfaces DIFs (figure 5.40 (b)). Cet assemblage est obtenu par soudure de bandelettes souples en cuivre reliant les anneaux de référence de masse imprimés sur le pourtour de chaque carte. Au total pas moins de 9216 cellules seront présentes sur chaque détecteur de 1 m^2 , pour un circuit de lecture d'une épaisseur totale inférieure à 3 mm (composants compris).

14.2 Le conditionnement de l'unité sensible active

Une cassette en acier inoxydable amagnétique a été conçue pour pouvoir disposer d'unités de détections compactes, robustes, et faciles à transporter (figure 5.42). Cette boîte métallique permet en outre d'assurer un contact homogène entre le circuit de lecture et le détecteur qu'elle renferme (figure 5.41). Les deux parois sont séparées par des baguettes



FIGURE 5.40 – (a) : Connexion entre deux circuits de lecture. (b) : Assemblage de 6 circuits de lecture.

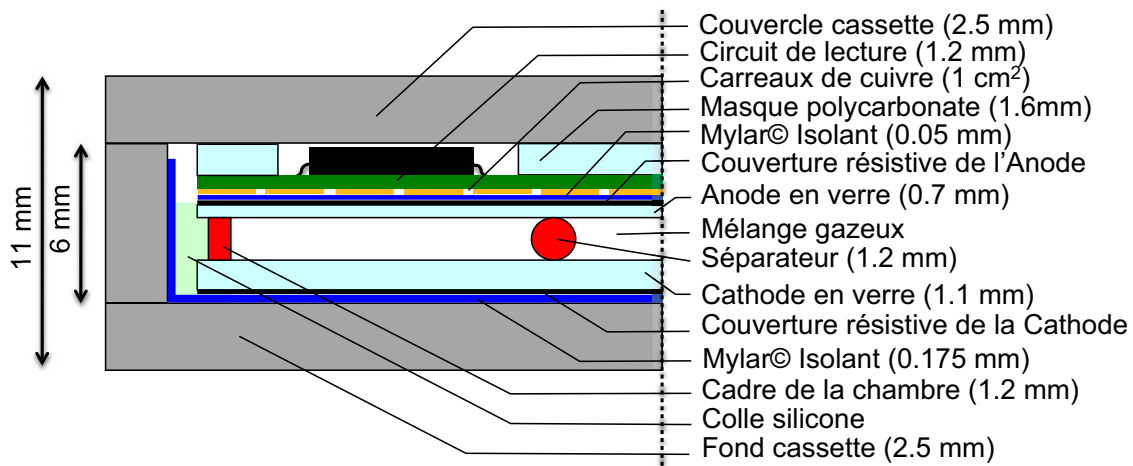


FIGURE 5.41 – Vue schématique d'un détecteur GRPC dans sa cassette.

de 6 mm d'épaisseur pour former un cadre de même dimension que l'unité sensible. Un espace de 2 mm a été réservé sur le pourtour du détecteur, afin d'être comblé par de la colle silicone. Celle-ci sert à la fois de protection contre d'éventuelles décharges électrostatiques externes, mais également de joint d'étanchéité complémentaire pour la chambre. Une feuille de Mylar de 175 μm d'épaisseur permet d'isoler la cathode de la paroi : il est épais car de tout l'assemblage, c'est lui qui subit le plus fort champ électrique ($\sim 40 \text{ kV/mm}$). Cette feuille est pliée, et remonte sur les flancs du cadre afin d'obtenir une isolation parfaite de la partie sous haute tension. Le fond de la cassette mesure 20 cm de plus que le couvercle : on pourra ainsi fixer les cartes DIF, les tuyaux d'entrée et de sortie de gaz, mais également différents connecteurs électriques d'alimentation (figure 5.42). L'électronique de lecture est fixée au couvercle à l'aide de 24 vis ($\phi = 1.6 \text{ mm}$). Un masque de polycarbonate est utilisé pour assurer la planéité de l'ensemble du circuit sous la contrainte de ce serrage, mais également la rigidité de la cassette assemblée. Le couvercle ainsi que l'électronique peuvent être manipulés à l'aide d'un outil muni de ventouses, pour être déposés sur le détecteur précédemment introduit la cassette. Finalement, sur les 11 mm d'épaisseur de

l'objet, l'unité sensible n'en occupe que 6 mm : détecteur et électronique comprise. Les parois de la cassette de 2×2.5 mm étant constituées du même matériau que l'absorbeur elles seront comptées en tant que tel.

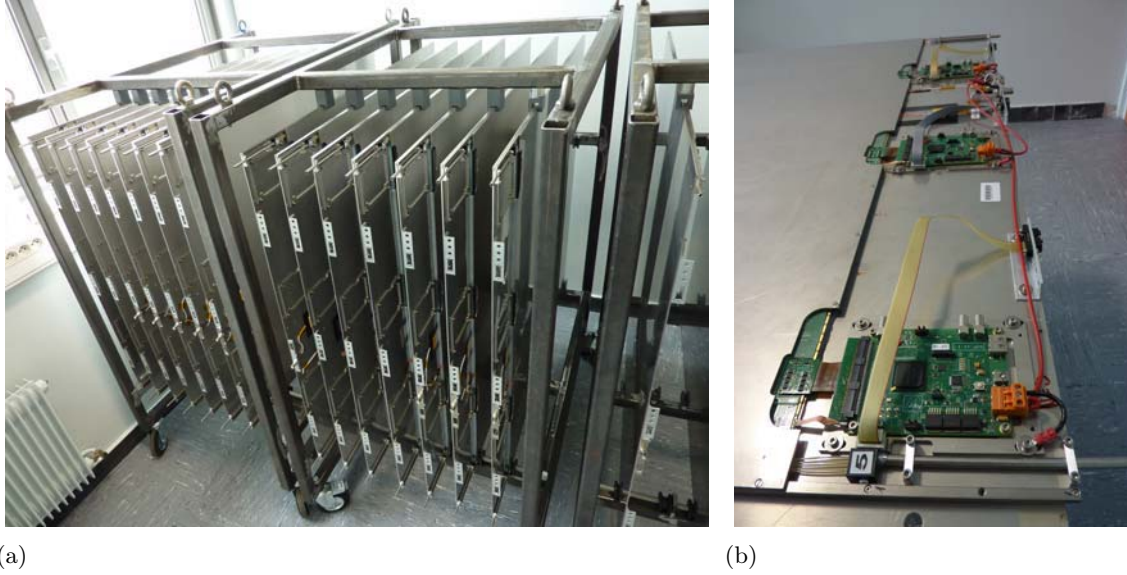


FIGURE 5.42 – (a) : Production de cassettes métalliques à l'IPNL (b) : Zone d'accueil des cartes intermédiaires, et des connecteurs.

14.3 L'étape de validation des unités sensibles

Chaque cassette porte un numéro et fait l'objet d'un suivi méticuleux par l'intermédiaire d'une base de données. Nous avons ainsi toute l'information liée à cette unité : de la résistivité du dépôt conducteur, jusqu'à la caractérisation de chaque HARDROC, nous possédons un historique complet de chaque chambre : certaines pièces produites en grand nombre sont d'ailleurs identifiées par un code barre. En fin de production, les cassettes sont testées par séries de sept dans leur armature de transport à l'aide de rayons cosmiques afin de valider leur bon fonctionnement. Elles seront ainsi prêtes à être insérées dans le prototype physique que nous présenterons dans le chapitre 7.

L'étude des cartes de bruit figure 5.43 (b) nous permet de vérifier l'homogénéité du champ électrique dans chaque détecteur. Si un canal de lecture s'avère bruyant, nous appliquerons un masque sur celui-ci afin qu'il ne perturbe pas la prise de données. Les cellules défectueuses seront ensuite systématiquement masquées, car le résultat de ce test est inséré dans notre base de données sous la forme d'un fichier de configuration.

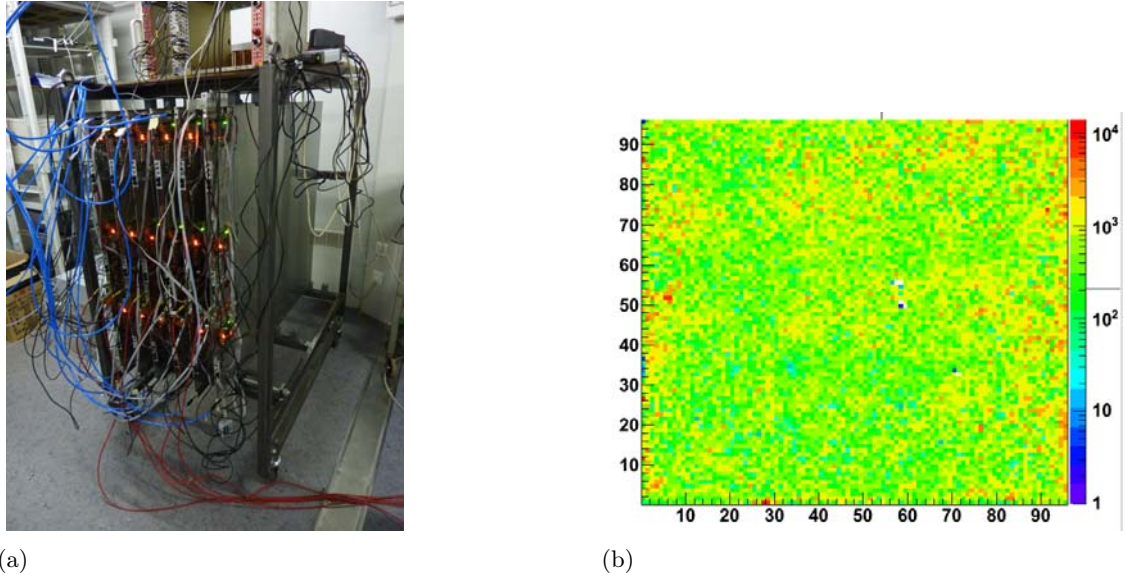


FIGURE 5.43 – (a) : Test des cassettes une fois terminées à l'aide des rayons cosmiques
(b) : Carte du bruit dans un détecteur de 1 m².

15 Conclusion

Nous possédons actuellement une unité sensible active extrêmement proche de celle qui sera un jour insérée dans la structure du SDHCAL au sein de l'ILD. Rappelons que ce développement a été effectué en l'espace de trois ans aboutissant sur une production en série d'une cinquantaine de détecteurs compacts et robustes répondant en tout points au cahier des charges de notre prototype physique. La table 5.6 en résume les principales caractéristiques.

Dimensions (XY)	Surface	1 m ²
	Taille des cellules	1 cm ²
	Nombre de cellules	9216
Epaisseur (Z)	Cassette	11 mm
	Unité sensible active	6 mm
Fonctionnement	Mélange gazeux	93 % TFE, 5 % CO ₂ , 2 % SF ₆
	Renouvellement	~ 1 l/h
	Polarisation	7.0-7.6 kV
Performances	Efficacité	95-98 %
	Fréquence du bruit de fond	~ 1 Hz/cm ²
	Fréquence maximale de détection	> 100 Hz/cm ²

TABLE 5.6 – Caractéristiques des unités sensibles actives pour le prototype physique

Chapitre 6

L'alimentation pulsée

Pour minimiser la dissipation thermique de l'électronique de lecture, un système d'alimentation pulsée a été mis au point. Ce chapitre décrit l'implémentation de ce mécanisme dans le HARDROC, et présente les résultats obtenus lors de sa mise en pratique auprès d'un détecteur GRPC.

Contenu

1	Introduction	120
2	L'alimentation pulsée du HARDROC	121
2.1	Le POD	122
2.2	Les paramètres de <i>slow control</i> associés à l'alimentation pulsée .	123
2.3	Dissipation thermique	125
3	Mise en oeuvre auprès d'un détecteur GRPC	126
3.1	Un test préliminaire sous champ magnétique	126
3.2	Prise de données avec une alimentation pulsée	127
3.3	Mesure d'efficacité	132
3.4	Stabilité des tensions de référence	133
4	Conclusion	135

1 Introduction

Lorsqu'on augmente la granularité d'un calorimètre, on diminue la taille des cellules qui le composent : le nombre de canaux de lecture nécessaire croît comme le carré du facteur de réduction. Le calorimètre hadronique SDHCAL comportera à lui seul 50 millions de cellules de 1 cm^2 . Avec des composants de lecture classiques l'énergie dissipée serait telle que l'utilisation d'un système de refroidissement sur chaque couche de détecteur deviendrait incontournable. Rappelons que pour concevoir un calorimètre homogène et hermétique il est préférable de limiter le budget de matière technique employé (câblage, circuit de refroidissement, structure de support). Dès le départ, l'équipe chargée du développement de l'accélérateur a formulé une solution ingénieuse pour répondre à une contrainte thermique similaire. Il a été décidé d'activer le système d'accélération uniquement 0.5 % du temps. La structure en trains des faisceaux ainsi délivrés par l'accélérateur ILC (figure 6.1) a encouragé le développement d'une électronique de lecture adaptée à ce cycle au sein des détecteurs de l'expérience.

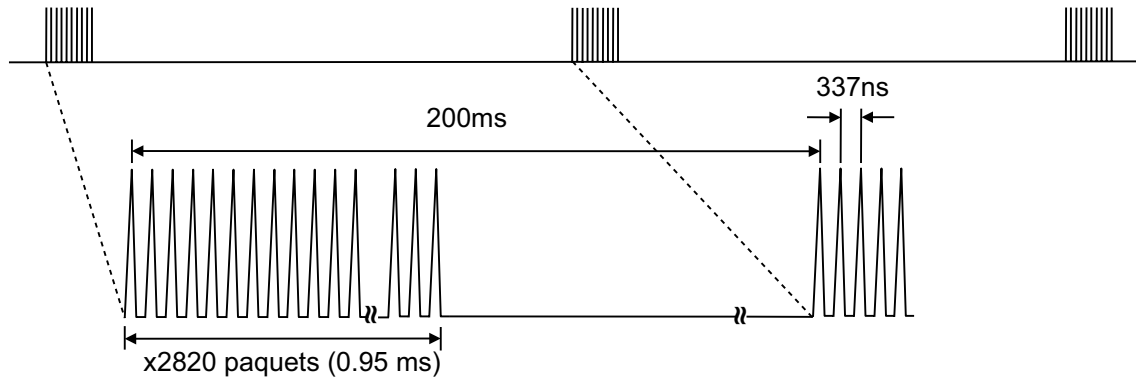


FIGURE 6.1 – Structure des faisceaux délivrés par l'accélérateur ILC.

Cette figure schématise la structure temporelle des faisceaux d'électrons et de positons : des trains de 2820 paquets séparés de 337 ns, se succèdent toutes les 200 ms (5 Hz). Le croisement de ces faisceaux produira des collisions durant 0.95 ms au sein de l'expérience qui attendra ensuite le prochain train durant 199.05 ms.

Pour réduire la dissipation thermique, l'idée est d'activer les parties énergivores de l'électronique de lecture uniquement lors de la période de croisements de faisceau : c'est à dire 0.5 % du temps. De cette manière il est possible de réduire d'un facteur 200 la puissance dissipée par l'électronique.

2 L'alimentation pulsée du HARDROC

Tout d'abord il faut souligner que les modules composant le HARDROC sont tous dessinés avec en tête la problématique de la dissipation thermique. Les parties analogiques ont spécialement été optimisées pour répondre à une contrainte de très basse consommation. De plus, la quasi totalité des modules que comporte le HARDROC disposent d'un transistor sur l'alimentation principale en courant, jouant le rôle d'interrupteur (figure 6.2).

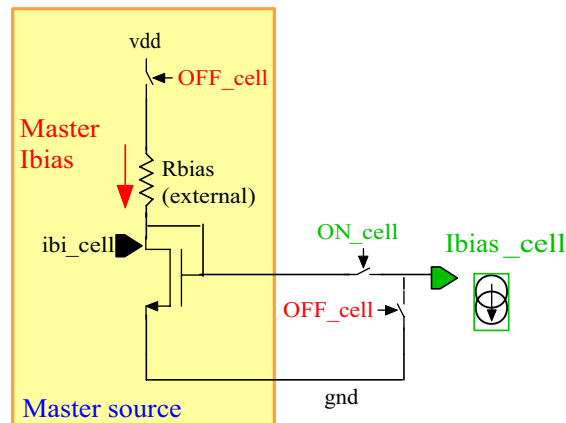


FIGURE 6.2 – Pilotage du courant pour les modules du HARDROC.

Pour piloter ces commutateurs, les modules sont regroupés en quatre catégories chacune d'elle est pilotée par un signal externe.

Le signal « pwr_on_a » contrôle l'alimentation des parties analogiques de la puce : le préamplificateur, les miroirs de courants, les FSBs, les discriminateurs, et les circuits de mise en forme lents (non utilisés). Lorsque il passe à l'état haut, 8 μ s sont nécessaires pour que les tensions de références soient stables.

Le signal « pwr_on_adc » contrôle l'alimentation d'un module d'échantillonnage que nous n'utilisons pas dans le cas du SDHCAL : il est donc maintenu à l'état bas en permanence.

Le signal « pwr_on_dac » contrôle l'alimentation des trois convertisseurs digital-analogique permettant de définir les seuils de déclenchements des discriminateurs (cf. 2.3 page 53). Lorsque les DACs sont alimentés, 25 μ s sont nécessaires pour obtenir des seuils stables à l'entrée des discriminateurs.

Le signal « pwr_on_d » contrôle l'alimentation des parties digitales pendant l'acquisition : mémoire, pointeurs, compteurs, et buffer¹ d'entrée des lignes d'horloges.

1. Un buffer est un amplificateur de courant dont le gain en tension est unitaire, il permet de rendre plus puissant un signal afin qu'il soit utilisé par plusieurs modules.

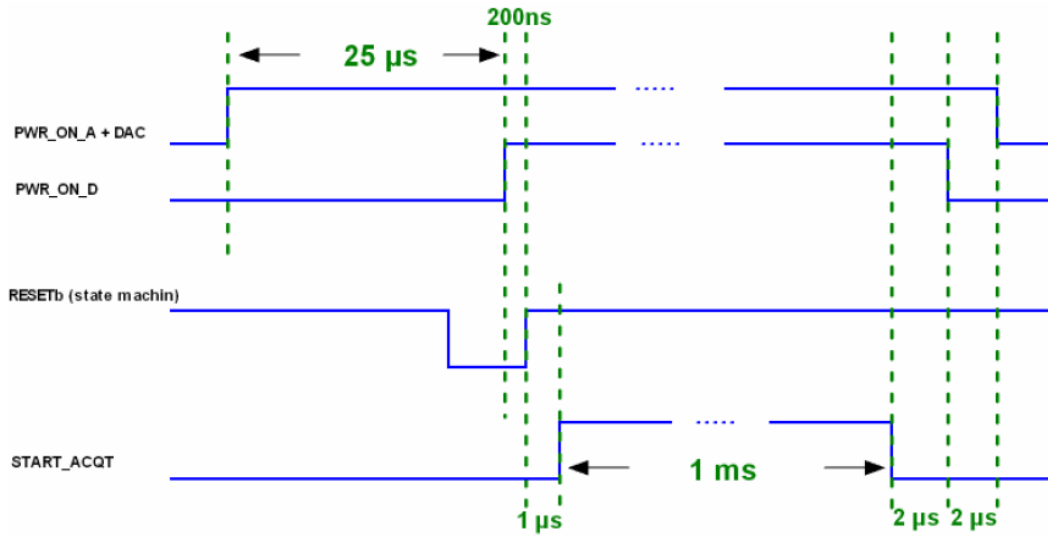


FIGURE 6.3 – Séquence d'alimentation pulsée.

Ces quatre signaux sont issus de la carte DIF c'est par son intermédiaire que l'on contrôlera le cycle d'alimentation. Lorsque la période d'acquisition est terminée (start_acq à l'état bas), c'est d'abord la partie digitale qui sera désactivée après 2 μ s, puis les parties analogiques et les DACs après un temps supplémentaire de 2 μ s. Les puces étant chaînées, la phase de lecture se déroule puce après puce (cf. 3.2 page 57). Afin de profiter de ce schéma de lecture et gagner encore sur la consommation, un module spécifique a été développé pour gérer spécifiquement l'alimentation des parties digitales durant l'acquisition et la lecture.

2.1 Le POD

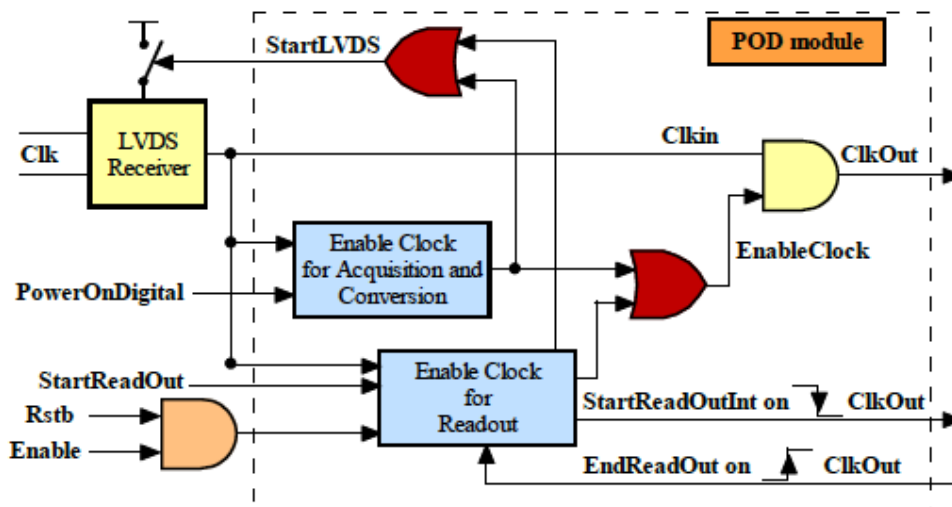


FIGURE 6.4 – Module de pilotage de l'alimentation des parties digitales.

Pour contrôler l'alimentation des parties digitales du HARDROC, le signal interne **PowerOnInt** est généré par le module POD (figure 6.4) : il correspond au OU logique du signal externe **pwr_on_d** commun à tous les HARDROCs, et d'un signal interne généré par le POD lorsque l'ASIC reçoit l'ordre d'émettre son lot de données (**start_readout**). Ce module réactive également le circuit LVDS de réception des horloges afin d'envoyer les données sur la ligne commune de manière synchrone. Le diagramme temporel figure 6.5 présente l'état du signal d'alimentation digital (**PowerOnInt**) généré à l'intérieur des différentes puces lors des phases d'acquisition et de lecture.

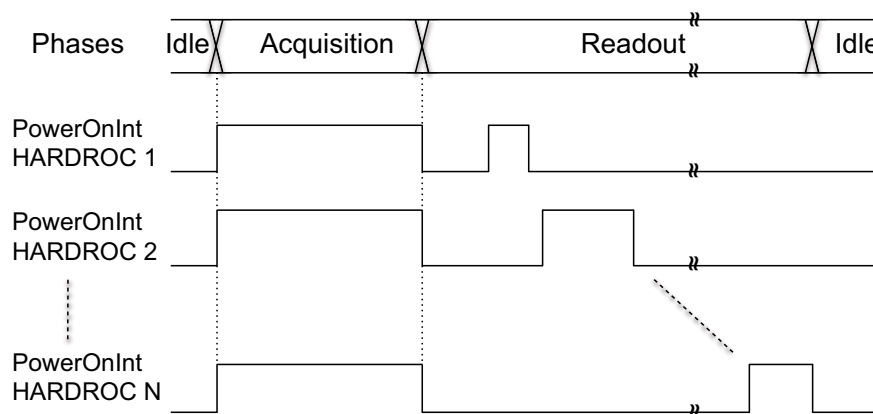


FIGURE 6.5 – Diagramme temporel des signaux **PowerOnInt** générés par les PODs de plusieurs puces chaînées.

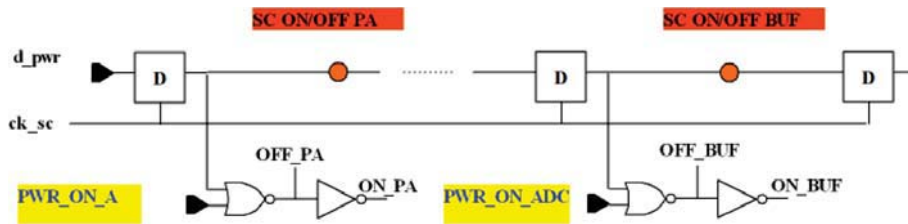
2.2 Les paramètres de *slow control* associés à l'alimentation pulsée

Parmi les paramètres de *slow control* introduits dans le chapitre traitant de l'électronique (cf. 2.5 page 54), une quinzaine d'entre eux servent à définir le régime de fonctionnement des alimentations (table 6.1) : grâce à eux il est possible de choisir quel module doit voir son alimentation contrôlée de manière externe. Dans la majeure partie de nos études concernant le développement du détecteur (cf. Chapitre 5), nous avons forcé tout ces paramètres à l'état haut afin de fonctionner en mode normal (alimentation constante).

Fonction	Numéro de registre	Paramètre	Signal de commande
BIAS	577	on/off_pa	pwr_on_a
	585	on/off_buff	pwr_on_adc
	586	on/off_ss	pwr_on_adc
	587	on/off_w	pwr_on_adc
FSB	606	on/off_fsb0	pwr_on_a
	607	on/off_fsb1	pwr_on_a
	608	on/off_fsb2	pwr_on_a
OTA	614	on/off_otaq	pwr_on_adc
Discriminateurs	615	on/off_discri0	pwr_on_a
	616	on/off_discri1	pwr_on_a
	617	on/off_discri2	pwr_on_a
DAC	850	on/off_dac	pwr_on_dac
	851	on/off_ota_bg	pwr_on_dac
Horloges	860	Sc_on	pwr_on_d
POD	861	Ck_mux	pwr_on_d

TABLE 6.1 – Paramètres de *slow control* pour configurer l'alimentation pulsée.

La figure 6.6 illustre la manière dont sont utilisés les paramètres de *slow control* chargés dans le registre à décalage pour activer ou non l'alimentation pulsée. Si le registre est à l'état haut, quel que soit l'état de la ligne de pilotage le module sera alimenté. Si le registre est à l'état bas, l'alimentation du module dépend de l'état de la ligne de pilotage externe. La logique de paramétrage pour les trois FSBs, et les trois discriminateurs, est plus complexe et nous inviterons le lecteur à se reporter à la fiche de données disponible sur le site du laboratoire Oméga pour plus d'informations [41].

FIGURE 6.6 – Interaction entre le registre à décalage du *slow control* et le signal externe de pilotage pour activer l'alimentation pulsée.

2.3 Dissipation thermique

Pour s'assurer que l'alimentation pulsée satisfasse les contraintes énergétiques de notre SDHCAL, une mesure de la consommation de chaque sous partie du HARDROC a été réalisée en activant tour à tour les modules par l'intermédiaire du *slow control* : la table 6.2 synthétise ces résultats.

Signal de commande	Tension pilotée	Paramètre	Consommation
pwr_on_a	Vdd_pa	on/off_pa	5.5 mA
	Vdd_fsb x3	on/off_fsb0/1/2	12.3 mA
	Vdd_discr x3	on/off_discr0/1/2	7.3 mA
Total analogique			25.1 mA
pwr_on_dac	Vdd_dac	on/off_dac	0.84 mA
	Vdd_bandgap	on/off_ota_bg	1.2 mA
Total DAC			2.04 mA
pwr_on_d	Vddd	Sc_on	0.67 mA
	Vddd2	Ck_mux	0.4 mA
Total digital			1.07 mA
Toutes lignes éteintes			< 4 μ A
Total en fonctionnement continu			28.3 mA
Courant moyen en mode pulsé (0.5 %)			145 μ A

TABLE 6.2 – Consommation des différents modules du HARDROC.

Le budget de puissance maximal visé par le cahier des charges du SDHCAL est de 10 μ W/canal. Le HARDROC est alimenté par une tension de 3.3 V, et il comporte 64 canaux : avec un cycle de travail de 0.5 %, la consommation par canal est donc de 7.5 μ W. Grâce à ces mesures, on peut d'ores et déjà annoncer que cette puce présente les qualités énergétiques requises pour assurer la lecture de notre calorimètre hadronique.

3 Mise en oeuvre auprès d'un détecteur GRPC

Dans le cadre de l'expérience ILD, un solénoïde sera utilisé tel un spectromètre pour courber la trajectoire des particules chargées. Notre calorimètre situé à l'intérieur de cette bobine sera donc soumis à un champ magnétique de 3-4 T. Le test de l'alimentation pulsée a donc été réalisé au sein d'un aimant supraconducteur de 3 T disponible sur la ligne de faisceau **H2** du CERN afin d'évaluer par la même occasion l'impact éventuel du champ magnétique sur les conditions de détection (figure 6.7).

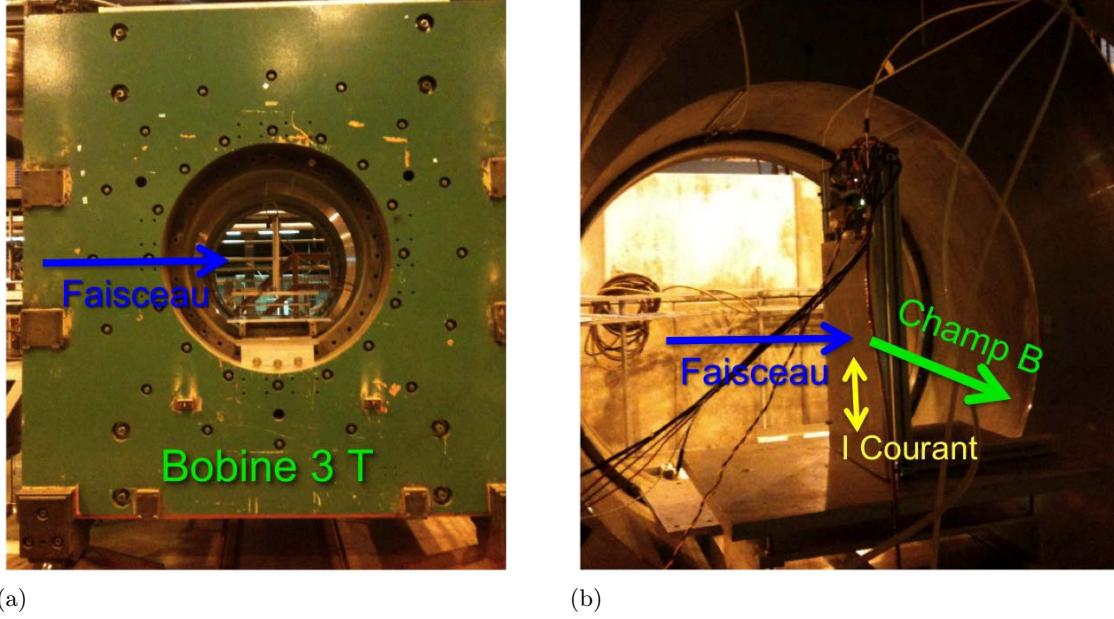


FIGURE 6.7 – (a) : Le GRPC à l'intérieur de l'aimant supraconducteur de 3 T sur la ligne de faisceau H2 du CERN. (b) : Disposition du détecteur entre les deux bobines de l'aimant.

3.1 Un test préliminaire sous champ magnétique

Il est tout d'abord nécessaire de vérifier avec une alimentation non pulsée, que le champ magnétique ne perturbe pas le fonctionnement de notre GRPC. De fait, les particules chargées créées lors de la multiplication en avalanche seront elles aussi soumises aux forces de Lorentz. Un rapide calcul permet d'évaluer le rapport entre la force magnétique radiale, et la force électrique longitudinale au développement de l'avalanche : $q\|\vec{v} \otimes \vec{B}\|/q\|\vec{E}\|$. Pour une polarisation de l'interstice de 7.4 kV, une vitesse¹ des électrons de 6×10^4 m/s, et un champ magnétique de 3 T, ce rapport vaut 0.03. L'influence du champ magnétique sur la trajectoire des électrons de l'avalanche sera donc négligeable. Nous avons tout de même voulu vérifier par l'expérience que cette interprétation soit exacte : l'étude statistique de la géométrie des amas de cellules touchées est l'unique manière d'obtenir cette information auprès de notre système d'acquisition. Le rapport d'étalement des amas de cellules touchées sur les directions X et Y du détecteur avec et sans champ magnétique est présenté figure 6.8 (a) : nous pouvons observer que les variations entre les mesures réalisées avec et

1. En première approximation la vitesse des électrons correspond à l'épaisseur de l'interstice divisée par le temps de montée du signal.

sans champ magnétique sont relativement faibles ($\lesssim 5\%$), et bien inférieures aux barres d'erreurs statistiques. Nous pouvons donc en conclure que la présence d'un champ magnétique intense n'a aucun effet sur la qualité de détection des particules chargées au sein de notre GRPC. L'étude de l'efficacité du détecteur par coupure temporelle (cf. 8 page 68) avec et sans champ magnétique permet d'ailleurs de confirmer ce résultat (figure 6.8 (b)).

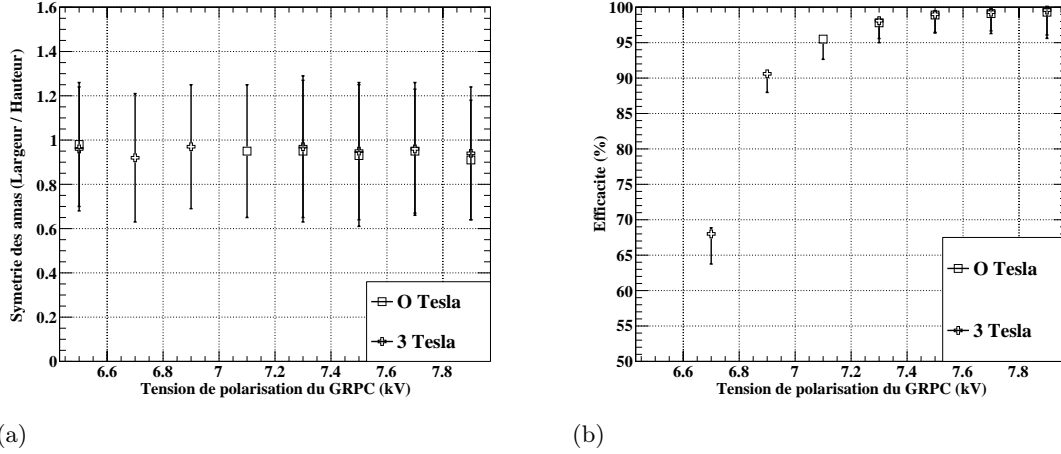


FIGURE 6.8 – (a) : Rapport d'étalement des amas sur les axes X et Y du détecteur en fonction de la haute tension, avec et sans champ magnétique. (b) : Efficacité du détecteur en fonction de la haute tension, avec et sans champ magnétique.

3.2 Prise de données avec une alimentation pulsée

Nous désirons maintenant évaluer l'efficacité de détection en utilisant un cycle d'alimentation pulsée pour s'assurer que ce mode de fonctionnement ne perturbe pas la prise de données. Lors de ces mesures le champ magnétique sera constamment présent afin de vérifier par la même occasion qu'aucun phénomène de vibration ne perturbe la détection. En effet, les appels de courant le long des lignes d'alimentation de notre électronique de lecture peuvent interagir avec ce champ et générer des forces de Laplace sur le circuit. Dans ces conditions : une ligne de 1 m parcourue (ou non) par un courant de 1 A subira une force de 3 N avec une périodicité de 5 Hz dans le cas de l'ILC. Cet effet pourrait se traduire par une vibration mécanique de la carte de lecture qui serait néfaste pour notre détecteur.

Sur la ligne H2 du SPS, le faisceau est délivré par périodes de 9.6 s, toutes les 30 s. Afin de recréer une structure temporelle équivalente à celle attendue auprès du collisionneur ILC, nous avons utilisé un générateur de signaux programmable pour piloter l'acquisition (figure 6.9).

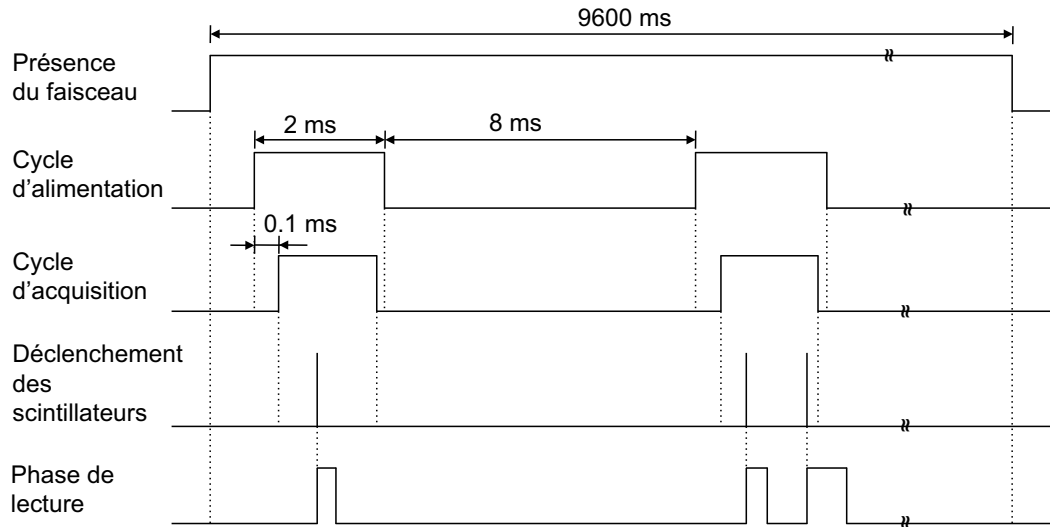


FIGURE 6.9 – Cycle d'alimentation et de prise de données sous alimentation pulsée auprès de la ligne H2 du SPS.

La présence du faisceau est un signal mis à disposition des utilisateurs sur chaque ligne de faisceau. Il est utilisé en tant que veto général sur l'ensemble de l'acquisition.

Le cycle d'alimentation est généré de manière asynchrone au faisceau à une fréquence de 100 Hz ($T = 10 \text{ ms} : 2 \text{ ms [ON]}/8 \text{ ms [OFF]}$), il pilote l'alimentation des différents modules du HARDROC (cf. 2.2 page 123).

Le cycle d'acquisition autorise l'enregistrement des données dans le HARDROC : il est synchrone au cycle d'alimentation mais présente un retard de 0.1 ms, temps nécessaire pour que les tensions de références des puces soient dans un état stable (notamment les trois seuils de déclenchement). Ce signal s'arrête légèrement avant la fin du cycle d'alimentation afin de ne pas enregistrer de perturbations lors de la coupure de courant.

Le déclenchement des scintillateurs n'est accepté que lorsque le faisceau est présent, ainsi que le signal d'acquisition. Il indique le passage récent d'une particule dans le détecteur, et sa présence probable en mémoire.

La phase de lecture est déclenchée par le signal scintillateur, sa durée est variable en fonction du nombre d'événements présents dans les mémoires.

Nous remarquerons que le cycle d'alimentation 2/10 ms est moins avantageux au niveau dissipation énergétique que le cycle 1/200 ms attendu auprès de l'accélérateur ILC. Cependant, pour pouvoir accumuler une plus grande statistique nous avons choisi d'optimiser la fraction du temps dédiée à l'acquisition pour ce test.

3.2.1 Structure temporelle des déclenchements consécutifs.

En construisant l'histogramme de la différence en temps entre deux déclenchements consécutifs de l'acquisition (*trigger*), on peut retrouver les caractéristiques du cycle d'alimentation pulsée (figure 6.10 (a-b)).

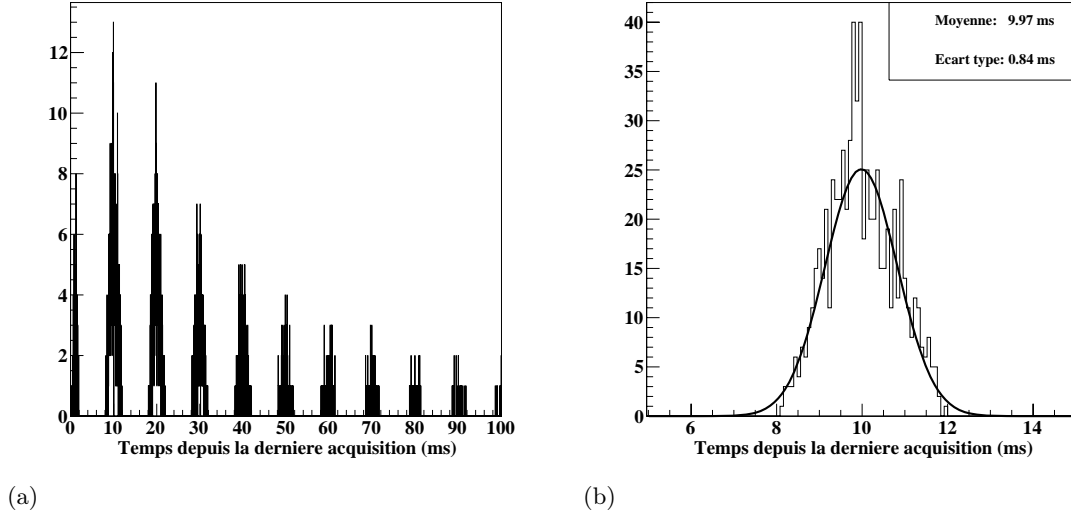


FIGURE 6.10 – (a) : Différence en temps entre les déclenchements successifs de la phase de lecture par les scintillateurs. (b) : Vue agrandie du premier pic et ajustement par une distribution gaussienne.

Sur la figure 6.10 (a), on distingue clairement la période ($T = 10$ ms) du cycle. Le premier pic s'étale entre (0-2 ms), il correspond à deux phases de lecture consécutives ayant eu lieu durant le même cycle d'alimentation : une telle séquence est représentée sur la figure 6.9 (partie de droite). La séquence la plus probable correspond au second pic : une phase de lecture pour chaque cycle consécutif. Les pics suivants montrent que le déclenchement de la lecture par nos photomultiplicateurs externes n'a pas forcément lieu pour chaque cycle d'alimentation : par conséquent il faut parfois attendre 11 cycles pour prendre à nouveau des données. La figure 6.10 (b) correspond à une vue magnifiée du second pic, l'écart type mesuré sur le pic principal ($\sigma = 0.84$ ms) est en accord avec la période d'acquisition fixée à 1.85 ms.

3.2.2 Structure temporelle des événements enregistrées dans les HARDROCs.

Pour chaque déclenchement externe (*trigger*), la DIF communique au programme d'acquisition le lot de données qu'elle extrait des HARDROCs. En étudiant la distribution temporelle de ces événements avec et sans alimentation pulsée (figure 6.11 (a-b)), nous avons mis en évidence un léger dysfonctionnement au sein du FPGA embarqué sur la carte DIF. En effet, dans le cas de la prise de données sous alimentation pulsée, le pic correspondant aux données physiques ayant déclenché le scintillateur se trouve scindé en deux parties (figure 6.11 (b)).

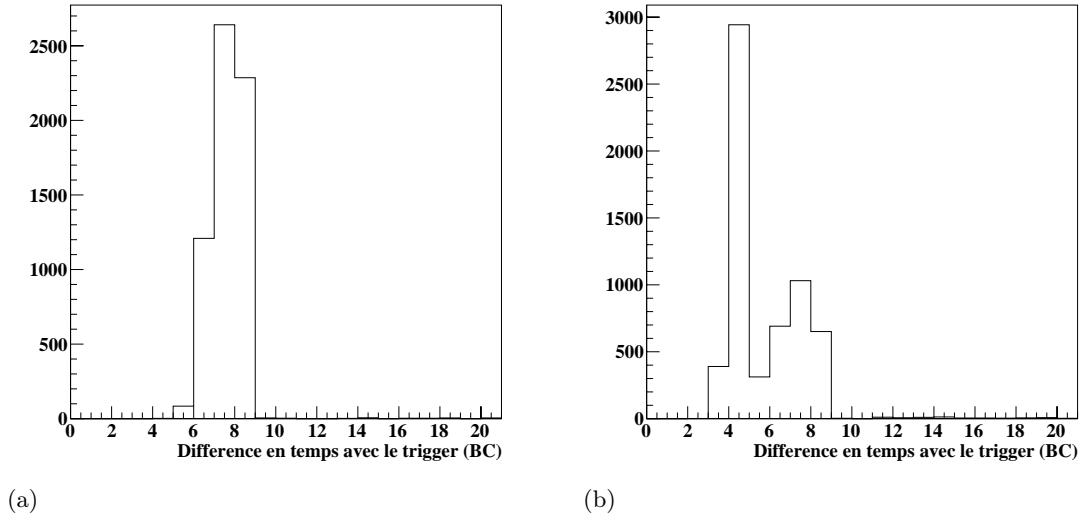


FIGURE 6.11 – Distribution temporelle du signal du premier seuil par rapport au déclenchement du trigger. L'axe horizontal est gradué en coups d'horloge (BC) de 200 ns. (a) : Sans alimentation pulsée. (b) : Avec alimentation pulsée.

Ce phénomène ne perturbera pas la mesure d'efficacité étant donné que la fenêtre de sélection pour l'analyse d'efficacité par coupure temporelle autorise les événements compris entre 2-10 coups d'horloge. Cependant, pour vérifier que l'ensemble des données enregistrées soit valide, nous avons tout de même cherché à identifier l'origine de ce problème. Le diagramme temporel présenté figure 6.12 permet d'en expliquer la cause.

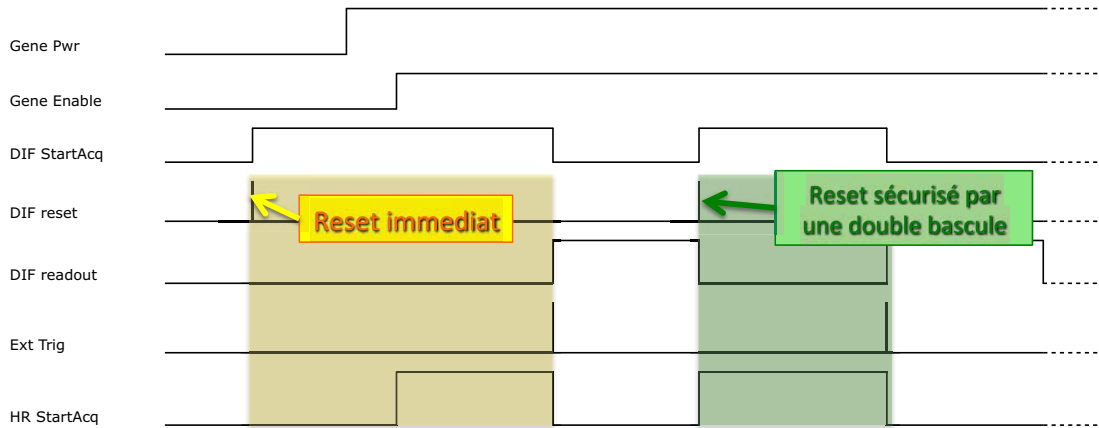


FIGURE 6.12 – Séquence de remise à zéro des horloges internes.

Lorsque la DIF entame une phase d'acquisition (**DIF StartAcq**), elle force la remise à zéro des compteurs d'horloge de tous les HARDROCs, ainsi que celle de son compteur d'horloge interne (**DIF reset**). Rappelons que le compteur interne de la DIF permet d'étiqueter l'arrivée du *trigger* externe (**Trig ext**) déclenchant la phase de lecture (**DIF readout**). Grâce à cette information temporelle, on pourra reconstruire la séquence d'évé-

nements précédant l'arrivée du *trigger* externe (figure 6.11). Cependant, lors de la remise à zéro du compteur interne à la DIF, deux scénarios peuvent se produire :

- Si le signal de pilotage de l'alimentation pulsée (**Gene pwr**) est à l'état haut¹, la procédure de remise à zéro du compteur est soumise à une sécurité à double bascule pour éviter son déclenchement intempestif (figure 6.12 zone verte). Cette sécurité introduit un retard de trois coups d'horloge (BC) entre le compteur interne à la DIF et les compteurs présents dans les HARDROCs.
- Dans le cas où le signal de pilotage de l'alimentation pulsée (**Gene pwr**) est à l'état bas, la procédure de remise à zéro est immédiate : les compteurs de la DIF et des HARDROCs sont synchrones (figure 6.12 zone jaune).

La différence entre les maxima des deux pics observés figure 6.11 (b), correspond précisément à ce décalage de trois coups d'horloge (BC). Ce défaut de *firmware* a été corrigé et la protection par double bascule est maintenant appliquée dans tous les cas lors de la remise à zéro du compteur de la DIF (pour plus de sécurité).

Un second problème a été mis en évidence dans le *firmware* de la DIF. En effet, en analysant les données nous avons remarqué la présence de blocs de données vides correspondant à un **trigger externe**. La **phase de lecture** étant déclenchée par ce **trigger externe** elle advient $\Delta T \simeq 125$ ns après le passage de la particule dans les scintillateurs : c'est le temps moyen nécessaire pour réaliser la coïncidence. Par conséquent si le **trigger externe** arrive juste après le démarrage de l'acquisition (**Start Acq.**) la mémoire des HARDROCs est vide. En effet les données relatives au passage de la particule n'ont pas pu être enregistrées en mémoire étant donné que les puces étaient alors inactives. La figure 6.13 présente la séquence conduisant à un déclenchement vide de donnée (gauche), ainsi que la séquence de déclenchement d'une lecture fructueuse (droite). L'apparition de blocs de données vides est assez rare. Une coupure a cependant été ajoutée afin que ces déclenchements ne soient pas pris en compte lors de l'analyse.

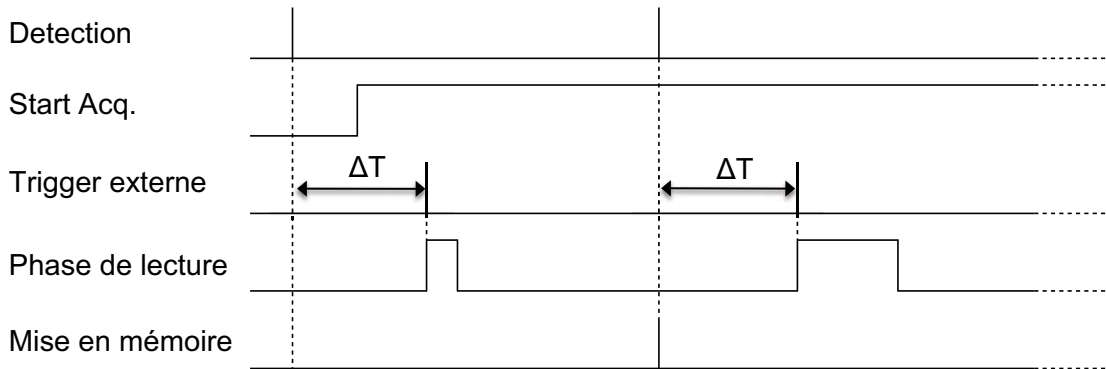


FIGURE 6.13 – Séquence d'acquisition conduisant à des blocs de données vides.

1. C'est également le cas lorsque l'on n'utilise pas le mécanisme d'alimentation pulsée car les puces sont constamment actives.

3.3 Mesure d'efficacité

Finalement, la mesure de l'efficacité de détection par coupure temporelle (cf. 8 page 68) est opérée sur les événements enregistrés durant les cycles d'alimentation pulsée. Pour cela, on appliquera une coupure géométrique supplémentaire, afin de s'assurer que les événements détectés sont bien issus du déclenchement des scintillateurs et non de la présence de bruit ou d'un événement multiple (interaction). La zone sélectionnée ($20 \times 13 \text{ cm}^2$) correspond à la surface de recouvrement des quatre scintillateurs utilisées (deux à l'avant / deux à l'arrière) avec une marge supplémentaire de un centimètre (figure 6.14 (a-b)).

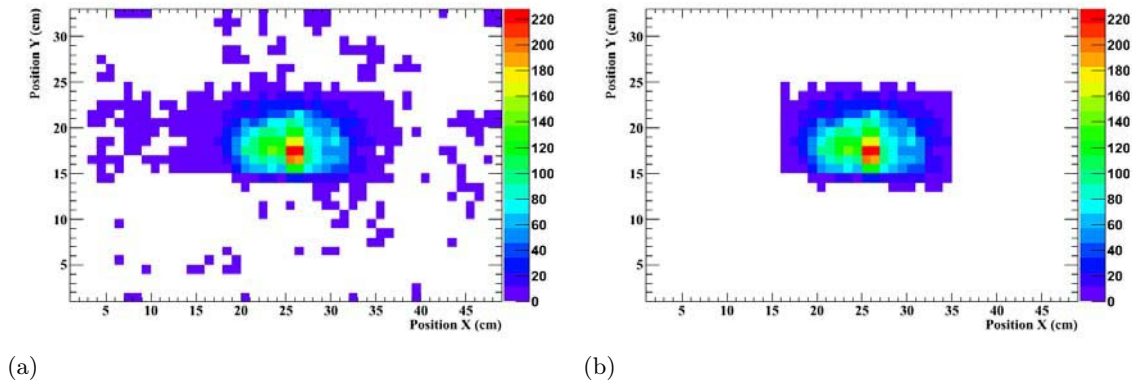


FIGURE 6.14 – Répartition spatiale des données enregistrées en temps avec le déclenchement externe. (a) : Sans coupure géométrique. (b) : Avec coupure géométrique.

La figure 6.15 présente le résultat de cette analyse : sur le plateau d'efficacité, les performances obtenues avec et sans le mécanisme d'alimentation pulsée correspondent très précisément. Nous pouvons en conclure que ce régime de fonctionnement, bien qu'opéré sous un champ magnétique intense, ne perturbe ni la détection, ni l'acquisition.

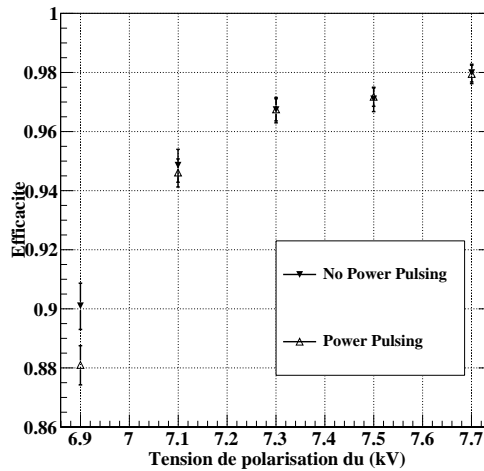


FIGURE 6.15 – Efficacité en fonction de la tension de polarisation, avec et sans alimentation pulsée.

La différence de 2 % observée sur le point d'inflexion du plateau (6.9 kV) est probablement due au fait que ces mesures ont été effectuées dans des conditions atmosphériques légèrement différentes (12h de décalage). Effectivement nous avons vu dans le chapitre précédent que le seuil d'apparition des avalanches dépend de la densité du gaz (cf. 13.3 page 108).

3.4 Stabilité des tensions de référence

Lors de la phase d'alimentation pulsée, un régime transitoire a été observé sur les seuils de déclenchement auprès de la carte de test (figure 6.16). La période de stabilisation des seuils de déclenchement correspond au retard minimum de 25 μs nécessaire entre la mise en marche des alimentations et le démarrage de la prise de données introduit précédemment. Ce régime transitoire est dû à la présence d'un filtre interne dans le convertisseur digital analogique. Ce filtre permet de minimiser la diaphonie entre canaux, ainsi que les fluctuations de seuil dues au bruit de fond.

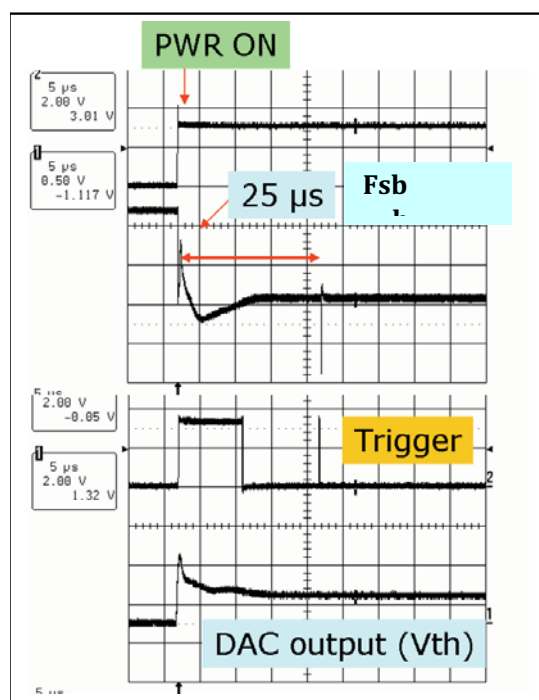


FIGURE 6.16 – Régime transitoire sur un seuil, et un FSB lors de l'application de l'alimentation pulsée.

Par sécurité la période de retard a été étendue à 100 μs lors du test sur faisceau. Par la suite nous avons voulu étudier l'influence du régime transitoire sur l'efficacité de détection en réalisant un test par injection de charges. Pour cela, nous avons utilisé un générateur programmable afin de recréer une séquence complète d'acquisition (figure 6.17).

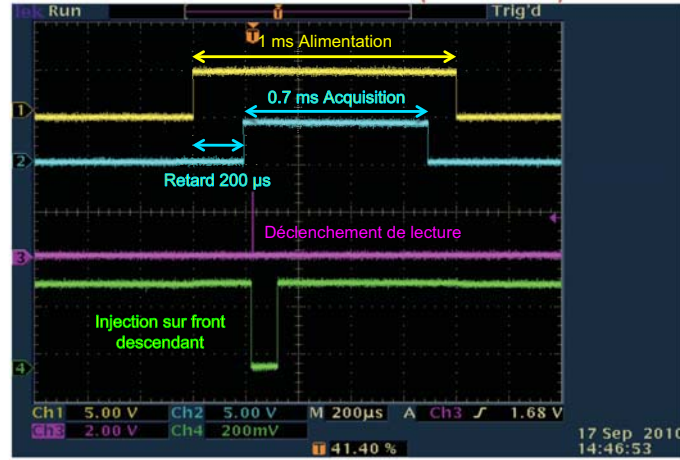
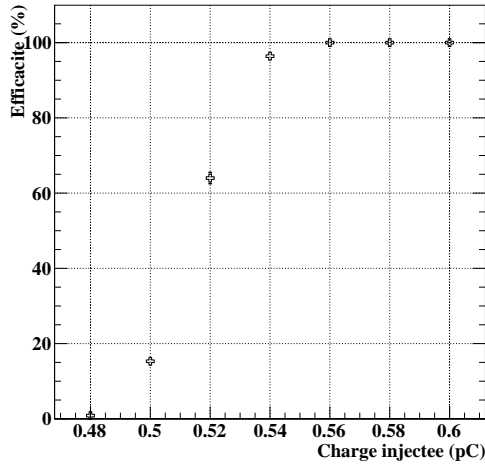
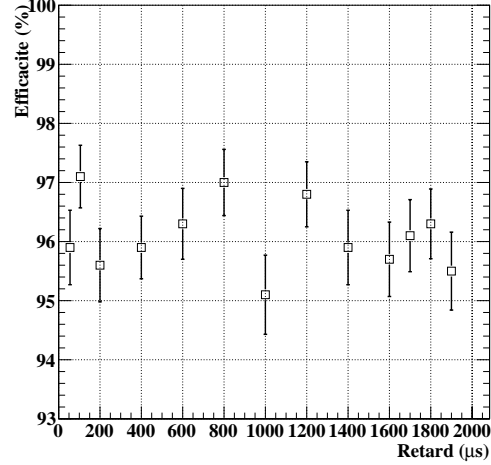


FIGURE 6.17 – Séquence d'injection sous alimentation pulsée. Les quatre signaux sont issus d'un générateur, et chaque période peut être ajustée (Fréquence : 100 Hz).

Il est nécessaire d'injecter une charge correspondant précisément au seuil de détection utilisé pour pouvoir détecter une éventuelle variation de celui-ci. Pour cela nous avons tout d'abord réalisé une mesure d'efficacité en fonction de la charge injectée pour un seuil fixe. (figure 6.18 (a)).



(a)



(b)

FIGURE 6.18 – (a) : Efficacité en fonction de la charge injectée (seuil : 140 DAC). (b) : Efficacité en fonction du retard entre alimentation et acquisition (Charge : 0.54 pC, seuil : 140 DAC).

C'est donc une charge de 0.54 pC qui sera utilisée pour tester la stabilité du seuil de détection. La figure 6.18 (b) présente un balayage en temps qui correspond à l'efficacité mesurée pour différentes valeurs du retard entre l'établissement de l'alimentation et le démarrage de la phase d'acquisition. La fluctuation de $\pm 1\%$ peut s'expliquer par une variation de la charge injectée. Toutefois nous n'observons pas de forte perte d'efficacité même lorsque le retard appliqué n'est que de 50 μs .

4 Conclusion

Cette campagne d'essais marque une étape importante dans le développement des expériences pour l'ILC. Pour la première fois un détecteur a été utilisé auprès d'une électronique de lecture pulsée. Les résultats sont à la hauteur de nos attentes tant au niveau de la stabilité du système que de la dissipation thermique qui en résulte. Ces travaux font d'ailleurs l'objet d'une publication actuellement en cours de soumission auprès de la revue JINST. Tout porte à croire que l'alimentation pulsée de l'expérience ILD s'avère être une solution réaliste et pleine de bon sens. Pour confirmer cela un ultime essai sous alimentation pulsée sera nécessaire auprès de notre prototype physique.

Chapitre 7

Le prototype physique

C'est l'objet de ma thèse lui même que nous allons à présent introduire. Le prototype physique est le résultat de quatre années de recherche, de développement, et de construction. Il met en oeuvre l'ensemble des solutions que nous avons eut l'occasion de développer. En effet, il se doit d'être le plus proche possible du modèle de SDHCAL que nous proposons, afin de prouver la validité du concept de calorimètre hadronique semi-digital. L'utilisation de ce prototype auprès d'un faisceau de particules d'énergie définie nous permettra de calibrer la réponse de notre calorimètre hadronique, et de tester sa résolution en énergie.

Contenu

1	Détection	138
2	La structure mécanique	138
3	Les services	140
4	L'acquisition à grande échelle	141
4.1	Un système distribué	141
5	Test sur faisceau	143
5.1	Mesures préliminaires	143
5.2	Premiers dépôts hadroniques	144

1 Détection

Nous avons introduit précédemment les cassettes métalliques renfermant les unités sensibles actives (cf. 14.2 page 114). Rappelons que, chacune d'elles contient un détecteur GRPC associé à son électronique de lecture, pour un total de 9216 cellules de détection par mètre carré. Le prototype physique peut contenir jusqu'à 50 unités de ce type.

Une campagne de production intense étalée sur une période de un an nous a permis de fabriquer l'ensemble de ces détecteurs. Pour cela nous avons organisé une véritable unité de production distribuée dans plusieurs ateliers au sein de notre laboratoire :

- Une salle propre pour la conception des chambres GRPCs.
- Un local dédiée au test automatisé des HARDROCs.
- Deux ateliers dédiés à l'assemblage, et aux tests des cartes de lecture (1 m^2).
- Un atelier pour l'assemblage des cassettes métalliques, et l'intégration des GRPCs.
- Le laboratoire du groupe ILC pour le test final des détecteurs en utilisant des rayons cosmiques.

La sérigraphie du verre, et la production des pièces métalliques pour les cassettes ont été réalisées par sous-traitance. De même l'impression et le câblage des circuits de lecture ont été confiés à des entreprises spécialisées. Grâce à la mise en place de plusieurs outils logistiques de suivi, le calendrier très serré que nous nous sommes imposés a pu être respecté.

2 La structure mécanique

Pour accueillir les détecteurs, nos collaborateurs du centre de recherche madrilène CIEMAT ont en quelque sorte reproduit le concept de la structure auto-porteuse des modules du SDHCAL dans un volume de 1 m^3 . Pour constituer cette structure, des plaques d'acier de $1011 \times 1054 \text{ mm}^2$, et de 15 mm d'épaisseur, sont successivement vissées les unes aux autres. Un interstice de 13 mm est maintenu entre elles grâce à des baguettes métalliques de section : $13 \times 13 \text{ mm}^2$ (figure 7.1 (a)). On pourra ainsi insérer sans ambiguïtés les cassettes contenant les détecteurs dont l'épaisseur est de 11 mm (cf. 14.2 page 114). Les deux couvercles de la cassette sont réalisés avec le même type de métal que la structure, et constituent également une partie de l'absorbeur : $2 \times 2.5 \text{ mm}$, pour un total de $15 + 5 \text{ mm}$ entre deux détecteurs consécutifs. C'est l'acier inoxydable 304L qui a été choisi afin de réaliser l'ensemble de ces éléments. Ce métal est quasiment amagnétique puisqu'il présente une perméabilité de 1.5 H/m. Nous pourrions ainsi tester le prototype dans un champ magnétique intense (4 T), sans contraintes majeures sur la structure.

Pour pouvoir insérer les cassettes dans la structure, il est nécessaire de maîtriser parfaitement la planéité des absorbeurs. Pour cela, les techniciens ont rectifié chaque plan d'acier afin de respecter les tolérances de notre cahier des charges : planéité $< 500 \text{ } \mu\text{m}$. La qualité des surfaces retravaillées a été validée grâce à un système de mesure par interférométrie laser (précision 30-40 μm).

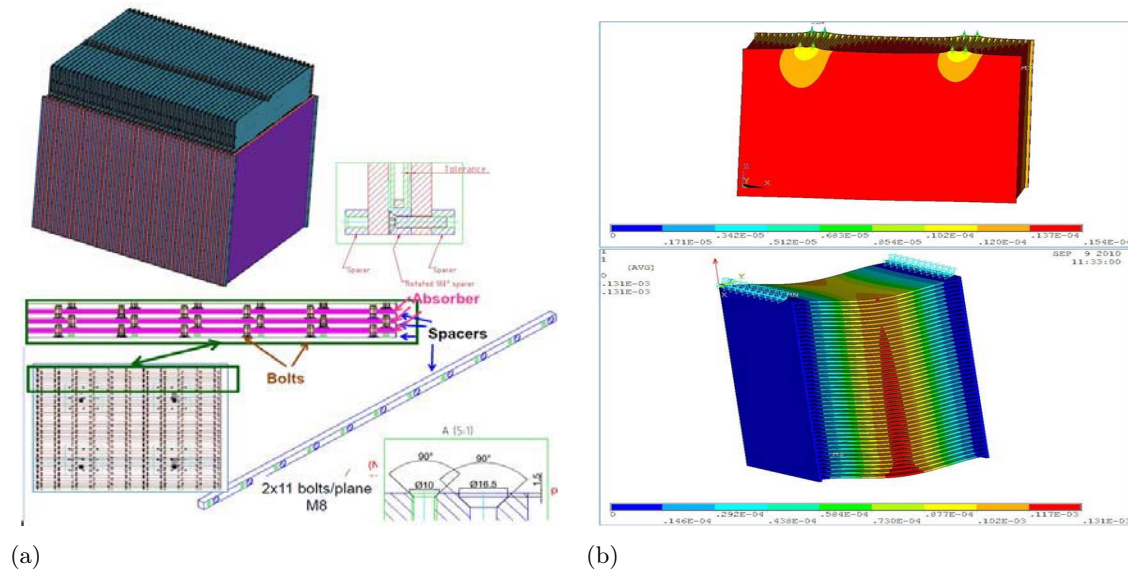
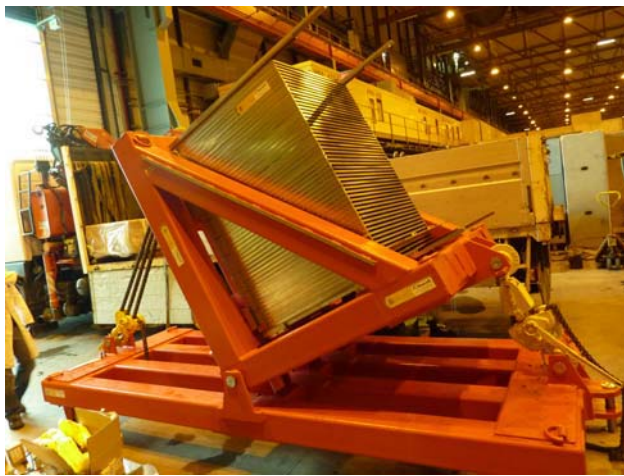


FIGURE 7.1 – (a) : Schéma d'assemblage du prototype physique. (b) : Simulation des déformations de la structure.

Plusieurs simulations mécaniques ont permis d'évaluer la déformation de cette structure de près de 9 Tonnes dans différentes positions (figure 7.1 (b)). En effet la déformation de la structure lors de la rotation ou du transport peut entraîner un stress sur les cassettes et les détecteurs qu'elles contiennent. La déformation maximale obtenue est de $150\ \mu\text{m}$, et le stress ponctuel maximal est de $74\ \text{Mpa}$: nos chambres ne risquent donc pas d'être abîmées au sein de cette structure. Par contre, les calculs de contraintes sur les vis d'assemblage ont montré qu'il était important de choisir des vis suffisamment résistantes. En effet, chaque vis doit pouvoir subir des contraintes longitudinales de $18\ \text{kN}$.



(a)



(b)

FIGURE 7.2 – (a) : Outil conçu pour faire pivoter la structure métallique de 90° . (b) : Les 32 premiers détecteurs intégrés dans la structure.

Lors de la construction de la structure, il a été nécessaire de réaliser plusieurs outils spécifiques pour manipuler les éléments. Par exemple : un système a été spécifiquement conçu pour pouvoir retourner la structure (figure 7.2 (a)). Comme dans le cas du SDHCAL, l'ensemble des services (gaz, alimentation, câbles DAQ) sont distribués sur un seul côté du prototype. C'est un aspect clef du projet dont nous démontrons ici la faisabilité (figure 7.2 (b)). De même l'une des contraintes du projet était de pouvoir sortir aisément une cassette du prototype pour pouvoir la remplacer en cas de problème.

3 Les services

Pour que les détecteurs fonctionnent correctement, le volume de gaz sensible contenu dans les chambres GRPCs doit être remplacé en moyenne une fois par heure. Pour cela nous avons fait fabriquer une armoire de mélange et de distribution des gaz comportant 40 canaux. Sur chacun d'eux on dispose d'un débitmètre volumique pour ajuster le flux de gaz envoyé vers la chambre, ainsi que d'un bulleur pour contrôler le retour du gaz et isoler la chambre de l'atmosphère extérieur (cf. 6.2 page 88).

Les chambres GRPCs doivent être polarisées pour fonctionner. Nous utilisons à cet effet une alimentation haute tension multicanal programmable (CAEN SY1527). Cet équipement est installé relativement proche du prototype afin de limiter la longueur des câbles haute tension nécessaires. Durant la prise de données, il est ainsi possible de suivre la consommation en courant de chaque chambre, pour s'assurer de leur bon fonctionnement (cf. 13 page 107). La puissance fournie par l'alimentation haute tension à chaque chambre est inférieure à 0.15 W. À terme nous désirons intégrer sur chaque cassette un module de conversion $DC - DC$ afin de produire la haute tension de manière locale. Un partenariat a été entrepris avec une société spécialisée, pour produire des unités de type Cockcroft-Walton de la manière la plus compacte qu'il soit.

Enfin, il est nécessaire d'alimenter les cartes DIFs sous une tension de 5.75 V pour permettre la lecture. Lorsque le prototype fonctionne sous alimentation non-pulsée, chaque plan de détection consomme 6.26 A de manière continue. Une puissance électrique apparente de 1800 VA sera donc nécessaire pour alimenter les 50 plans de détection. Nous disposons à cet effet de trois blocs d'alimentation basse tension de forte puissance pilotables par lien série. Un système de refroidissement a été ajouté sur partie supérieure du prototype physique afin d'évacuer la chaleur dissipée par les régulateurs de tension prenant place sur les cartes DIFs. En effet, cette carte est le composant le plus énergivore du système d'acquisition : sur 1800 W consommés par la prototype, 1128 W sont dissipés thermiquement auprès des régulateurs de tension disposés sur les DIFs.

Dans le chapitre précédent, nous avons prouvé qu'avec l'utilisation d'une alimentation pulsée suivant la structure en train des faisceaux de l'ILC, il est possible de diminuer d'un facteur 200 la puissance consommée par les puces de lecture (HARDROC). Dans le cas du prototype physique, la puissance dissipée dans ces puces deviendrait ainsi négligeable : régressant de 672 W à 3.4 W. Dans le cadre d'un test sur faisceau auprès du SPS, il est plus intéressant d'utiliser le signal du faisceau pour piloter l'alimentation pulsée afin de limiter la puissance dissipée par les HARDROCs en utilisant au mieux la statistique mise à disposition : le système serait alors allumé $\sim 20\%$ du temps.

4 L'acquisition à grande échelle

Dans le chapitre 4 nous avons introduit l'électronique de lecture basée sur l'utilisation de HARDROCs chaînés et pilotés par des cartes DIFs. Jusqu'à présent l'acquisition était réalisée par le biais du port USB situé sur cette carte. La synchronisation entre les DIFs était obtenue à l'aide d'un système de connexion en anneau : une DIF maître contrôle plusieurs DIFs esclaves connectées les unes aux autres à l'aide de limandes (câbles en nappes). A présent nous allons introduire la chaîne d'acquisition complète proposée pour extraire le signal enregistré dans les détecteurs du SDHCAL. Sa mise en oeuvre auprès du prototype physique va permettre de valider complètement notre démarche sur le plan technologique.

4.1 Un système distribué

Des cartes électroniques complémentaires ont été conçues afin de pouvoir réaliser l'acquisition auprès d'un nombre important de détecteurs (figure 7.3). Elles permettent de relayer le signal de contrôle à travers plusieurs étages jusqu'aux HARDROCs, mais également d'extraire efficacement les données enregistrées dans les mémoires de ces derniers. Le système permet en outre de configurer l'ensemble des puces de lecture avant la phase d'acquisition.

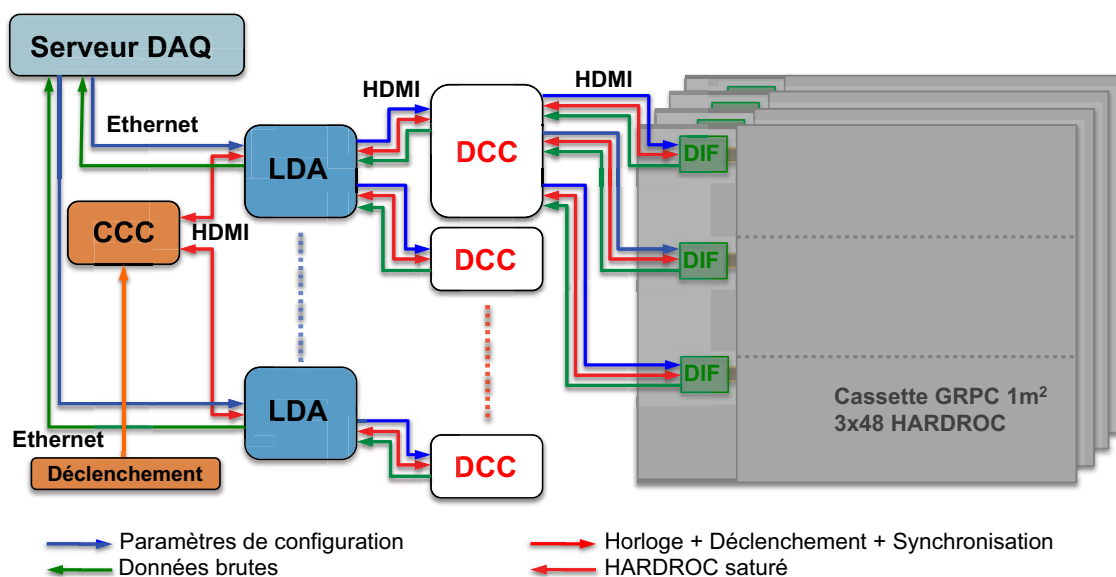


FIGURE 7.3 – Schéma de principe du système d'acquisition pour le prototype physique.

La **DCC (Data Concentrator Card)** est une carte de concentration de données. Elle permet de rassembler les informations issues de 9 DIFs sur un unique port de sortie afin de les envoyer vers une LDA. Elle relaye également les signaux de contrôle, les horloges, et les paramètres de *slow control* en début d'acquisition. Les DIFs sont connectées à la DCC par l'intermédiaire de câbles HDMI¹.

1. Nous utilisons uniquement les câbles de la norme HDMI. Le protocole de communication est complètement différent, il a été développé spécifiquement pour correspondre à nos besoins.

La **LDA (Local Data Agregator)** est une carte d'agrégation de données. On peut connecter jusqu'à 10 DCCs sur cette carte, grâce à des câbles HDMI. L'ensemble des données collectées sont envoyées vers un ordinateur d'acquisition *via* un port ethernet. Cette carte relaye également les signaux de contrôles entre la carte CCC et les DCCs.

La **CCC (Clock and Control Card)** est une carte d'horloge et de contrôle. C'est grâce à elle que l'on pilote l'acquisition (figure 7.4). Outre une horloge maître cadencant l'ensemble du système à 50 MHz, elle dispose d'une entrée de déclenchement externe pour commander la phase de lecture. A cet effet nous pouvons utiliser un générateur d'impulsion de fréquence choisie, ou une paire de photomultiplicateurs en coïncidence. Pendant la phase de lecture et de transfert des données (zone verte), chaque DIF signale à la CCC son statut occupé (*busy*). Le OU logique des signaux *busy* de l'ensemble des DIFs impose un véto sur l'entrée de déclenchement externe. Si un HARDROC est saturé, le signal de saturation est relayé jusqu'à la CCC (zone rouge), qui lance une procédure de remise à zéro des mémoires. Durant la phase de saturation et de remise à zéro, le signal *busy* est à l'état haut. La carte CCC est également utilisée pour piloter les phases d'alimentation pulsée.

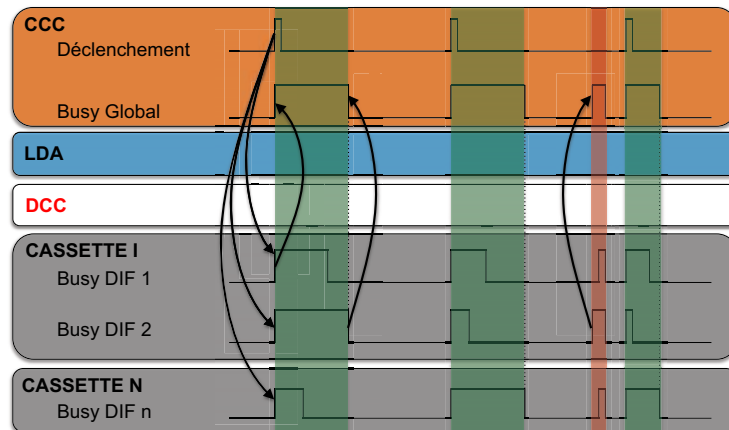
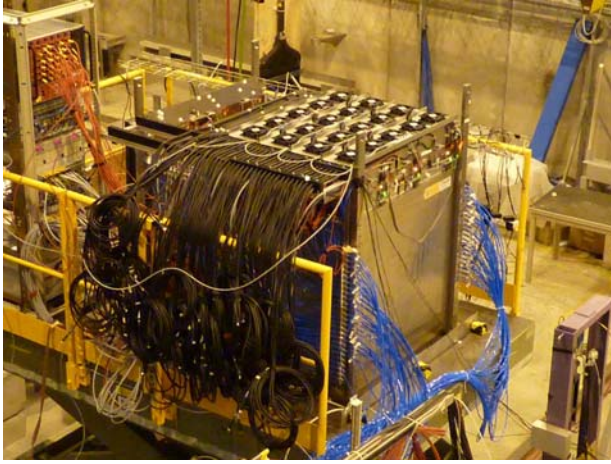


FIGURE 7.4 – Diagramme temporel des signaux de contrôle de l'acquisition : Vert-Lecture ; Rouge-Remise à zéro (en cas de mémoire saturée).

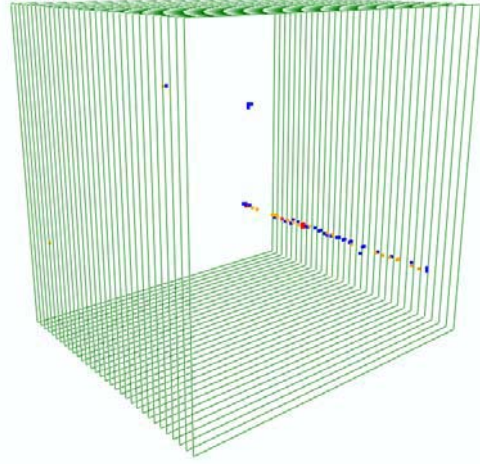
Pas moins de quatre instituts ont contribué au développement de cette chaîne d'acquisition. Chaque carte intermédiaire contient un FPGA, il a donc été nécessaire de développer quatre *firmwares* spécifiques. On obtient au final un système de communication robuste utilisable à petite comme à très grande échelle. Le logiciel d'acquisition basé sur l'utilisation de XDAQ reste le même que précédemment (cf. 5.2 page 60), seules certaines bibliothèques ont été remplacées ou réécrites pour gérer la communication avec les nouvelles cartes. Notamment le **DIFsupervisor** qui est devenu le **LDAsupervisor**. Le dialogue bas niveau entre le serveur et la LDA est basé sur l'utilisation de l'interface **pcap** (packet capture) qui permet de capturer un trafic réseau. Ce système d'acquisition doit également être utilisé auprès du prototype technologique de calorimètre électromagnétique SiW-ECAL : seules les DIFs, et les puces de lecture de premier niveau seront quelque peu différentes.

5 Test sur faisceau

Durant le moi de juin 2011, nous avons enfin pu équiper notre prototype physique dans les halls d'expériences du CERN. Nous avons alors intégré la majeure partie des cassettes de détection dans la structure en acier, et câblé l'ensemble de ces éléments. Une fois les tests préalables terminés, nous avons déplacé le prototype pour l'installer sur la ligne de faisceau (figure 7.5 (a)).



(a)



(b)

FIGURE 7.5 – (a) : Le prototype physique sur le faisceau H2 du CERN. (b) : Visualisation d'une trace issue d'un muon de 150 GeV enregistré auprès du prototype physique (test sur faisceau ligne H2 CERN).

5.1 Mesures préliminaires

Malheureusement lors de ce test, le système d'acquisition avec cartes intermédiaires n'était pas encore fonctionnel. Nous avons donc utilisé le système d'acquisition USB pour pouvoir tout de même tester les chambres de détection ainsi que l'électronique de lecture bas niveau. Pour ces essais, le faisceau fut réglé de manière à produire une majorité de muons d'une énergie de 150 GeV (figure 7.5 (b)). L'étude des traces enregistrées nous permet de tester la réponse des différentes chambres de détection, et d'optimiser l'alignement lors de la reconstruction. Cette étape est essentielle avant de pouvoir entamer un *run* physique auprès d'un faisceau de pions. Les seuils appliqués lors de ce test sur faisceau sont les suivants (table 7.1) :

Seuil	DAC	Gain FSB		Seuil équivalent	
		Configuration	Gain	[pC]	[MIP]
Bas (bleu)	220		1	0.185	0.15
Moyen (orange)	220	(1101) _{bin}	0.59	1.53	1.3
Haut (rouge)	220	(1101) _{bin}	0.17	7.54	6.5

TABLE 7.1 – Seuils appliqués auprès du prototype physique (gain moyen corrigé : unitaire).

La figure 7.6 présente l'efficacité obtenue auprès des 18 premières chambres insérées dans le prototype physique. Les variations observées sont probablement dues à la présence de molécules d'eau dans les chambres. En effet, lors de ces tests, nous avons été contraint d'extraire à plusieurs reprises certains détecteurs pour modifier le schéma de câblage : cette opération nécessite la déconnexion des tubes de gaz et entraîne donc une contamination des chambres par l'humidité ambiante.

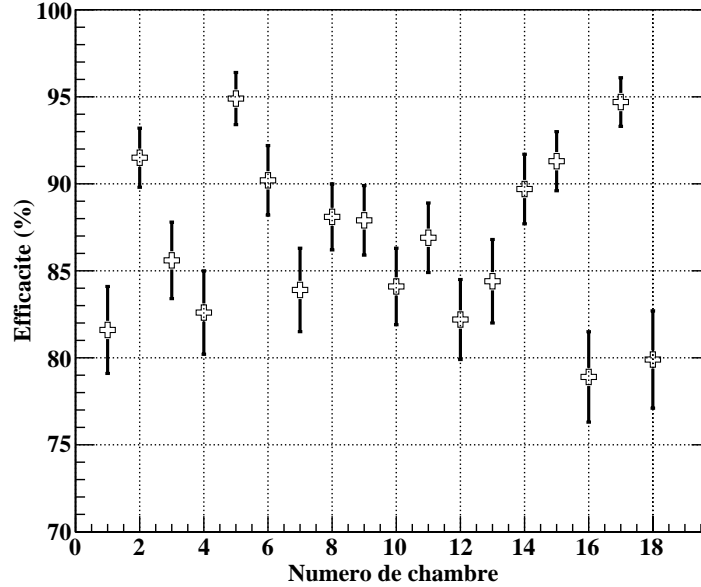
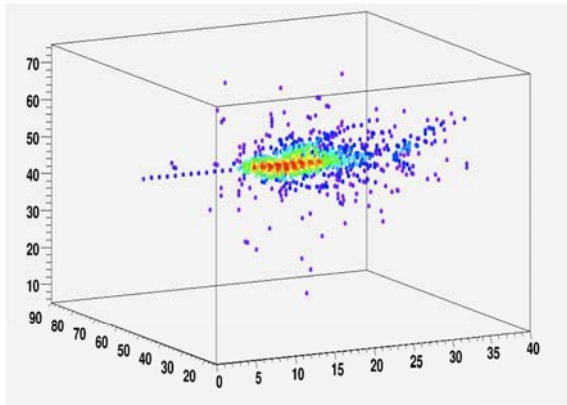


FIGURE 7.6 – Efficacité enregistrée sur les 18 premières chambres du prototype physique sur le faisceau H2 du CERN.

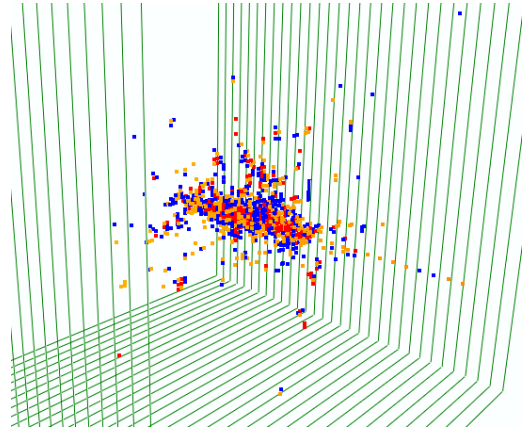
5.2 Premiers dépôts hadroniques

Le faisceau de muons utilisé pour caractériser les chambres contient également une faible contamination en pions. Ainsi, nous avons tout de même pu enregistrer quelques gerbes hadroniques au cours de cette première campagne. Les gerbes enregistrées, sont d'ailleurs très similaires à celles que nous avons précédemment simulées (figure 7.7 (a-b)).

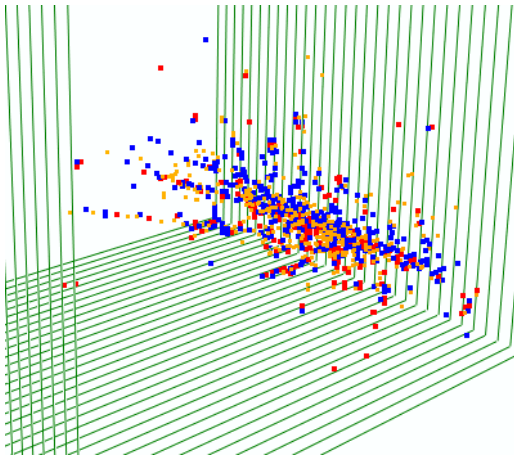
Au sein du chapitre 2 nous avons introduit la nécessité d'une compensation en énergie auprès des calorimètres à échantillonnage non-homogènes. Nous avons également décrit les outils dédiés à l'analyse topologique du dépôt dans le but de réaliser événement par événement cette compensation (cf. 2.1 page 25). Cette idée semble réaliste au regard des figures 7.7 (b-d) qui présentent plusieurs dépôts hadroniques, dont la fraction électromagnétique n'est manifestement pas la même. On peut également apprécier figure 7.7 (e) la qualité de la séparation entre deux dépôts hadroniques proches (~ 10 cm) à l'intérieur de notre prototype physique.



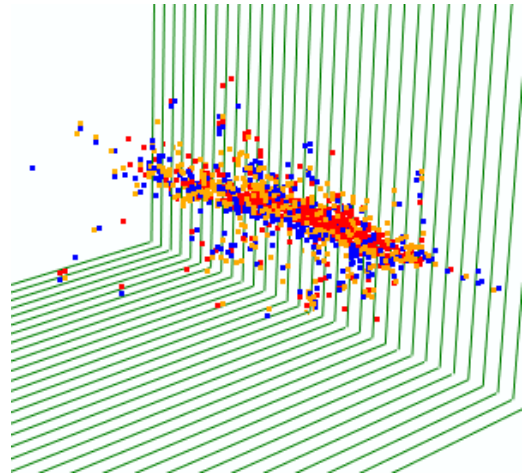
(a)



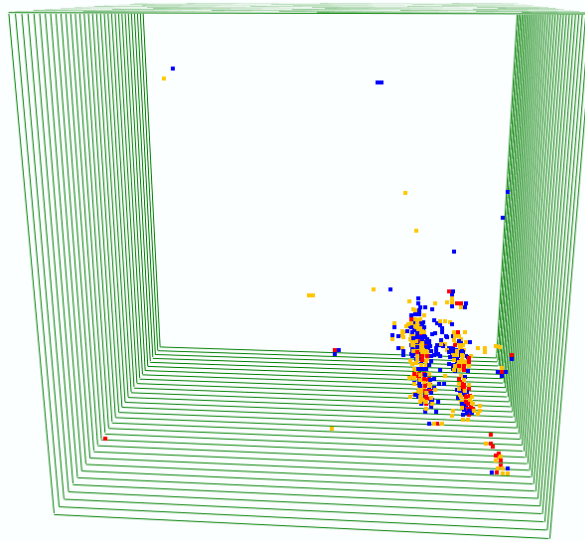
(b)



(c)



(d)



(e)

FIGURE 7.7 – Gerbes hadroniques : (a) : Simulation. (b-d) : Gerbes hadroniques enregistrées auprès du prototype physique. (e) : Deux gerbes hadroniques proches dans le prototype physique (test sur faisceau ligne H2 CERN).

Conclusions et perspectives

Au cours des quatre dernières années, un nouveau concept de calorimètre hadronique à échantillonnage a été mis au point au sein de l'institut de physique nucléaire de Lyon : le calorimètre hadronique semi digital SDHCAL. Pour prouver la validité du projet, un prototype technologique de un mètre cube a été conçu. Il est le résultat de plusieurs années de recherches, notamment du point de vue du développement de l'élément sensible : le détecteur gazeux à plaques résistives de verre GRPC qui prendra place entre les couches d'absorbeur de notre calorimètre. Pour traiter le signal ainsi détecté, une chaîne d'acquisition complète basée sur l'utilisation de puces de lectures chaînées (HARDROCs) a été mise au point. Ce système nous permet actuellement d'acquérir des données auprès de notre prototype qui contient plus de 440 000 canaux. De plus la possibilité d'utiliser un système d'alimentation pulsée pour limiter la dissipation thermique au sein du détecteur a été intensivement testée. Cette technique nous permet de nous affranchir d'un système de refroidissement actif qui détériorerait la résolution du détecteur. En enregistrant en juin dernier les premières gerbes hadroniques auprès de notre prototype technologique, nous avons prouvé que l'ensemble des choix issus de la démarche de développement peuvent être considérés comme valables. D'un point de vue technique le SDHCAL satisfait pleinement les conditions nécessaires à son intégration au sein de l'expérience ILD.

Très prochainement, l'exploitation des données issues du prototype physique actuellement installé sur les faisceaux du CERN permettra de prouver définitivement la validité du concept de calorimètre imageur dans le cadre d'une analyse par suivi de particules. Les différents outils développés à partir de données simulées seront alors appliqués sur des données réelles. Il sera ainsi possible d'évaluer la résolution intrinsèque de notre calorimètre, et le moment venu de juger la validité de notre concept vis à vis des projets concurrents afin de prouver qu'il est le plus adapté.

Bibliographie

- [1] A. Abashian, K. Abe, K. Abe, S. Azuchi, P. K. Behera, S. Chidzik, S. Chinomi, K. Gotow, F. Haitani, H. Hanada, K. Hanagaki, Y. Hoshi, *et al.* The kl/[mu] detector subsystem for the belle experiment at the kek b-factory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 449(1-2) :112 – 124, 2000. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(99)01383-2. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-40NG42P-9/2/e3b75e4dcdf99afd0d8a1153e86365b7>.
- [2] M. Abbrescia, A. Colaleo, R. Guida, G. Iaselli, F. Loddo, M. Maggi, B. Marangelli, S. Natali, S. Nuzzo, G. Pugliese, A. Ranieri, F. Romano, *et al.* Hf production in cms-resistive plate chambers. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 158 :30 – 34, 2006. ISSN 0920-5632. doi :DOI:10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.002. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4KV4MR8-B/2/b79261388b8279f7535fa9f454d2ba6b>. Proceedings of the 8th International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors.
- [3] M. Abbrescia, A. Colaleo, G. Iaselli, F. Loddo, M. Maggi, B. Marangelli, S. Natali, S. Nuzzo, G. Pugliese, A. Ranieri, F. Romano, S. Altieri, *et al.* The simulation of resistive plate chambers in avalanche mode : charge spectra and efficiency. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 431(3) :413 – 427, 1999. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(99)00374-5. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3WYHWD-4/2/f05cca7f1165f235e8fc1e763c263a97>.
- [4] Koh Abe *et al.* Gld detector outline document. 2006.
- [5] D. Acosta and al. Lateral shower profiles in a lead/scintillating fiber calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 316(2-3) :184 – 201, 1992. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/0168-9002(92)90901-F. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029290901F>.
- [6] Catherine Adloff *et al.* Monte carlo study of the physics performance of a digital hadronic calorimeter. *JINST*, 4 :P11009, 2009. doi :10.1088/1748-0221/4/11/P11009.
- [7] P. Adragna and al. Measurement of pion and proton response and longitudinal shower profiles up to 20 nuclear interaction lengths with the atlas tile calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 615(2) :158 – 181, 2010. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2010.01.037. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210001051>.
- [8] A.DUPERRIN. *Mesure de la masse du boson W dans la désintégration à quatre quarks dans l'expérience DELPHI au LEP*. Ph.D. thesis, Université Claude Bernard Lyon-1, 2009.

- [9] S. Agosteo, S. Altieri, G. Belli, A. Bonifas, V. Carabelli, L. Gatignon, N. Hesse, M. Maggi, J. P. Peigneux, H. Reithler, M. Silari, P. Vitulo, *et al.* A facility for the test of large-area muon chambers at high rates. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 452(1-2) :94 – 104, 2000. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(00)00414-9. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-416BTVS-C/2/d6a65d2aee48f224b2135cf0e1599379>.
- [10] S. Agostinelli and al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(03)01368-8. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [11] G. Aielli, P. Camarri, R. Cardarelli, A. Di Ciaccio, L. Di Stante, B. Liberti, A. Paoloni, and R. Santonico. Response uniformity of a large size rpc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 456(1-2) :40 – 45, 2000. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(00)00959-1. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-42G0KCN-D/2/e01746be503533c6a5360b4421e5b671>.
- [12] H. Aihara, (Ed.) *et al.* Sid letter of intent. 2009.
- [13] G. D. Alkhasov. Statistics of electron avalanches and ultimate resolution of proportional counters. *Nuclear Instruments and Methods*, 89 :155 – 165, 1970. ISSN 0029-554X. doi :DOI:10.1016/0029-554X(70)90818-9. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DN-471XXFS-36T/2/34830067b6083b964a5d14fbc9d50d89>.
- [14] (ed.) Altarelli, Massimo *et al.* Xfel : The european x-ray free-electron laser. technical design report. DESY-06-097.
- [15] V. Ammosov, V. Gapienko, A. Ivanilov, F. Sefkow, A. Semak, Yu. Sviridov, E. Usenko, and V. Zaets. Small pad rpcs as detector for high granularity digital hadron calorimetry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 533(1-2) :130 – 138, 2004. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2004.07.015. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4CXS070-2/2/a22562642fcc15a7d4ed26d6def2d771>. Proceedings of the Seventh International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors.
- [16] F. Anulli, S. Bagnasco, R. Baldini, H. R. Band, R. Bionta, J. E. Brau, V. Brigljevic, A. Buzzo, A. Calcaterra, M. Carpinelli, T. Cartaro, N. Cavallo, *et al.* Mechanisms affecting performance of the babar resistive plate chambers and searches for remediation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 508(1-2) :128 – 132, 2003. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(03)01292-0. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-48BM3G6-1/2/e4af12d7285e71fcf51fb2b3208d8837>. Proceedings of the Sixth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors.
- [17] H.R. Band, F. Bellini, R. Covarelli, E. Di Marco, A. D’Orazio, F. Ferroni, L. Li Gioi, L. Lopez, and F. Polci. Study of hf production in babar resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 594(1) :33 – 38, 2008. ISSN 0168-

9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2008.06.007. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4SSG4PF-4/2/892ee264f11cbe8dd580280077e0c860>.
- [18] M Bedjidian, K Belkadhi, V Boudry, C Combaret, D Decotigny, E Cortina Gil, C de la Taille, R Dellanegra, V A Gapienko, G Grenier, C Jauffret, R Kieffer, *et al.* Performance of glass resistive plate chambers for a high-granularity semi-digital calorimeter. *Journal of Instrumentation*, 6(02) :P02001, 2011. doi :DOI:10.1088/1748-0221/6/02/P02001. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=02/a=P02001>.
- [19] A. Bergnoli, A. Bertolin, R. Brugnera, A. Candela, E. Carrara, L. Castellani, A. Cazes, G. Corradi, F. Dal Corso, M. D’Incecco, A. Di Giovanni, S. Dusini, *et al.* Performances of the opera rpcs. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 602(3) :635 – 638, 2009. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2008.12.072. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4V752N2-7/2/d658b4c6920e2ebf91f87a56022ded6c>. Proceedings of the 9th International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors - RPC08.
- [20] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter : evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(5-6) :279 – 390, 2005. ISSN 0370-1573. doi :DOI:10.1016/j.physrep.2004.08.031. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157304003515>.
- [21] S. Biagi. Imonte, programm to compute gas properties, version 4.5.
- [22] Stephen Biagi. Magboltz - programm to compute transport of electrons in gas mixtures. URL <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>.
- [23] J.C. Brient. Improving the jet reconstruction with the particle flow method : An introduction. pages 445–451, 2004.
- [24] V. Brigljevic *et al.* Using xdaq in application scenarios of the cms experiment. *Conference CHEP 2003 (Computing in High Energy and Nuclear Physics, La Jolla, CA)*, 2003.
- [25] Yu. A. Budagov *et al.* Study of the hadron shower profiles with the atlas tile hadron calorimeter. 1997.
- [26] P. Camarri, R. Cardarelli, A. Di Ciaccio, and R. Santonico. Streamer suppression with sf6 in rpcs operated in avalanche mode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 414(2-3) :317 – 324, 1998. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(98)00576-2. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3W2SCDX-1W/2/58aa904dde2dc3fcb850271983f29150>.
- [27] G. Carboni, G. Collazuol, S. De Capua, D. Domenici, G. Ganis, R. Messi, G. Passaleva, E. Santovetti, and M. Veltri. A model for rpc detectors operating at high rate. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 498(1-3) :135 – 142, 2003. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(02)02082-X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-47HR60H-B/2/296074b25173269e7ff52d83cee0714f>.
- [28] ATLAS Muon Collaboration. *ATLAS, Muon Spectrometer Technical Design Report*, chapter Chapter 8.5.1, pages (16–18). CERN LHCC97-22, 1997. URL http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/TDR/pdf_final/mTDR.pdf.
- [29] Netter E., Pinot L., Menard L., Duval M.A., Janvier B., Lefebvre F., Siebert R., and Charon Y. The tumor resection camera (trecam), a multipixel imaging probe

- for radio-guided surgery. *Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, pages 2573 – 2576, 2009. doi :10.1109/NSSMIC.2009.5402022.
- [30] Yue Qian et al. Measurement of avalanche size and position resolution of rpcs with different surface resistivities of the high voltage provider. *Chinese Phys. C*, 34 :565, 2010. doi :10.1088/1674-1137/34/5/010.
- [31] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). (particle data group). *J. Phys. G* 37, 075021, 2010.
- [32] P. Fonte, Rui Ferreira-Marques, V. Peskov, and A. Policarpo. Single-electron pulse-height spectra in thin-gap parallel-plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 433(1-2) :513 – 517, 1999. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(99)00309-5. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3X64HB7-2M/2/bead85380f0678882ef570beab361695>.
- [33] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, S. Kasuga, K. Kobayashi, Y. Kobayashi, *et al.* Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8) :1562–1567, Aug 1998. doi :10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [34] Herald Genz. Single electron detection in proportional gas counters. *Nuclear Instruments and Methods*, 112(1-2) :83 – 90, 1973. ISSN 0029-554X. doi :DOI:10.1016/0029-554X(73)90778-7. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DN-471XYRD-3RH/2/8fcff76bb5c0eb9a0e9f6bed410f6f0e>.
- [35] A. Gobbi and A. Mangiarotti. The time response function of spark counters and rpcs. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 508(1-2) :23 – 28, 2003. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(03)01271-3. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-48BOHNC-3/2/317315fc5c7fef66b7dbc5c25c2df06e>. Proceedings of the Sixth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors.
- [36] The ILD Concept Group. *International Large Detector - Letter of Intent*. ISSN 0418-9833 ISBN 978-3-935702-42-3. DESY 2009/87 Fermilab PUB-09-682-E KEK Report 2009-6, 2009. URL <http://www.ilcild.org> and <http://www.linearcollider.org>.
- [37] C. Gustavino, A. Candela, M. De Deo, M. D’Incecco, and R. Moro. Performance of glass rpc operated in streamer mode with four-fold gas mixtures containing sf6. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 517(1-3) :101 – 108, 2004. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2003.09.059. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4B3NH36-1/2/687511fba78028fc8535d2c21436bb06>.
- [38] F.J. Hasert *et al.* Observation of neutrino like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment. *Phys.Lett.*, B46 :138–140, 1973. doi :10.1016/0370-2693(73)90499-1.
- [39] M.Y. Hussein. Higgs boson production at the lhc. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 207-208 :110–113, 2010. doi :10.1016/j.nuclphysbps.2010.10.029.
- [40] D. Kisielewska, L. Suszycki, S. Kuhlmann, S. Magill, J. Repond, T. Bergauer, W. Mitaroff, M. Regler, W. Waltenberger, N. Watson, T. Namssoo, P. Rehak, *et al.* Ldc working group. 2006. doi :10.1.1.118.8626. URL <http://www.scientificcommons.org/42418782>.

- [41] Labiratoire Omega LAL. Hardroc (hadronic rpc detector readout chip). web site : <http://omega.in2p3.fr/>.
- [42] Hyun-Su Lee. Measurement of the top quark mass and width with cdf detector. *PoS, ICHEP2010* :060, 2010.
- [43] Christian Lippmann and Werner Riegler. Space charge effects in resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 517(1-3) :54 – 76, 2004. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2003.08.174. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-49WP9PG-2/2/2041e4062a7fc903e4a062dabf03ec72>.
- [44] Changguo Lu. Rpc electrode material study. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 602(3) :761 – 765, 2009. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2008.12.225. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4VDH8RH-5/2/3b6c1d9c98dbc45eda9d9b6f234f24db>. Proceedings of the 9th International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors - RPC08.
- [45] William J. Marciano and A. Sirlin. Testing the standard model by precise determinations of w^{+-} and z masses. *Phys.Rev.*, D29 :945, 1984. doi :10.1103/PhysRevD.29.945,10.1103/PhysRevD.31.213.
- [46] 2001 ; NA60 Note 2001-1 ; May 22. The gas mixture of the na60 muon chambers. *NA60 Note 2001-1*, May 22, 2001. URL http://na60.web.cern.ch/NA60/notes/2001_1/gasnote.pdf.
- [47] L. Naumann, R. Kotte, D. Stach, and J. W.stenfeld. Ceramics high rate timing rpc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 628(1) :138 – 141, 2011. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/j.nima.2010.06.302. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-50HP2MF-3/2/25cb3554303d18d1419b2e05abca96d3>. VCI 2010 - Proceedings of the 12th International Vienna Conference on Instrumentation.
- [48] Della Negra, M. Hektor, A. Kadastik, M. Kannike, K. Lippmaa, E. Muntel, M. Raidal, and M. et al. *CMS Physics TDR 8.1 Volume I : Detector Performance and Software*, chapter Chapter 8 : Instrumented Flux Return, pages (92–137). CERN/LHCC 2006-001., 2006. URL <http://cdsweb.cern.ch/record/942733/files/lhcc-2006-021.pdf>.
- [49] Valery V. Nesvizhevsky, Hans G. Borner, Alexander K. Petukhov, Hartmut Abele, Stefan Baessler, Frank J. Ruesz, Thilo Stoferle, Alexander Westphal, Alexei M. Gargarski, Guennady A. Petrov, and Alexander V. Strelkov. Quantum states of neutrons in the earth’s gravitational field. *Nature*, 415(6869) :297–299, January 2002. ISSN 0028-0836. URL <http://dx.doi.org/10.1038/415297a>.
- [50] S. Orito *et al.* First results from jade. page 52. 1979.
- [51] Paul and Colas. First test results from a micromegas large tpc prototype. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 623(1) :100 – 101, 2010. ISSN 0168-9002. doi :10.1016/j.nima.2010.02.161. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210004286>. <ce :title>1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics</ce :title>.
- [52] Nan Phinney, Nobukasu Toge, and Nicholas Walker. Ilc reference design report volume 3 - accelerator. 2007.

- [53] Werner Riegler. Induced signals in resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 491(1-2) :258 – 271, 2002. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(02)01169-5. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-465721N-2/2/d9d87b9a1a3942d2af385ab07f73c5e6>.
- [54] Werner Riegler, Christian Lippmann, and Rob Veenhof. Detector physics and simulation of resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 500(1-3) :144 – 162, 2003. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(03)00337-1. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-47VXT73-2/2/3c9bd7e92cce67a3b6332482c51e90d8>. NIMA Vol 500.
- [55] R. Santonico and R. Cardarelli. Development of resistive plate counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 187(2-3) :377 – 380, 1981. ISSN 0167-5087. doi :DOI:10.1016/0029-554X(81)90363-3. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DP-4V3V69K-9/2/743e0397dd6839b3b3481bf05bb9ca17>.
- [56] Julian S. Schwinger. Quantum electrodynamics, in a covariant formulation. *Phys.Rev.*, 74 :1439, 1948. doi :10.1103/PhysRev.74.1439.
- [57] I. Smirnov. Heed, program to compute energy loss of fast particles in gases, version 1.01 cern.
- [58] G. Steigman. Observational tests of antimatter cosmologies. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 14 :339–372, 1976. doi :10.1146/annurev.aa.14.090176.002011.
- [59] Calibration of the zeus uranium scintillator calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 315(1-3) :311 – 316, 1992. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/0168-9002(92)90720-O. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900292907200>.
- [60] M. C. S. Williams. The multigap rpc : the time-of-flight detector for the alice experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 478(1-2) :183 – 186, 2002. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(01)01753-3. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-45HFC9M-15/2/9d8b19781aa5066ec05b5ecb27f61aa1>.

Acronymes

AHCAL	Analog Hadronic CALorimeter (Calorimètre hadronique analogique)
AMS	Analog Mixed Signal (Circuit intégré comportant une partie analogique, et la seconde digitale)
ASIC	Application Specific Integrated Circuit (Circuit intégré pour application spécifique)
ASU	Active Sensor Unit (Unité sensible active)
ALICE	A Large Ion Collider Experiment (Une expérience auprès d'un grand collisionneur d'ions)
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS (Un appareil toroïdal du LHC)
BaBar	$b\bar{b}$ experiment at SLAC (Etude de la violation CP)
BC	Bunch Crossing (Unité d'horloge. Correspond à 400 ns / 2.5 GHz)
BCID	Bunch Crossing IDentificator (Compteur d'horloge)
BELLE	B detector at KEK in Japan (Etude de la violation CP)
BU	Builder Unit (Unité d'assemblage des paquets de données)
CALICE	CALorimeters for the LInear Collider Experiment (Calorimètres pour les expériences sur collisionneurs linéaires)
CCC	Clock & Control Card (Carte d'horloge et de contrôle)
CDF	The Collider Detector at Fermilab (Le détecteur du collisionneur de Fermilab)
CEM	Compatibilité Electro-Magnétique
CERN	Centre Européen de la Recherche Nucléaire
CIEMAT	Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas
CKM	Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (Matrice de changement de saveur des quarks)
CLIC	Compact LInear Collider (Collisionneur linéaire compact)
CRC	Contrôle de Redondance Cyclique
CMS	Compact Muon Solenoid (Solénoïde à muon compact)
DAC	Digital to Analog Converter (Convertisseur digital vers analogique)
DCC	Data Concentrator Card (Carte de concentration de données)
DHCAL	Digital Hadronic CALorimeter (Calorimètre hadronique digital)
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron (Synchrotron à électrons de Hamburg)
DIF	Detector InterFace (Interface détecteur)
ECAL	Electromagnetic CALorimeter (Calorimètre électromagnétique)
ETD	Endcap Tracking Detector (Trajectographes des bouchons, externes à la TPC de l'ILD)
EVM	EVent Manager (Gestionnaire d'événements)
EUDET	EUropean DETector R&D towards the International Linear Collider (organisme européen)
FPGA	Field-Programmable Gate Array (Puce à base de portes logiques, programmable par champ)
FSB	Fast Shaper Bipolar (Traitements de mise en forme rapide bipolaire)

FTD	Forward Tracking Detector (Trajectographes « vers l'avant », disposés sur le tube de faisceau de l'ILD.)
FU	Filter Unit (Unité de filtrage et de routage des événements)
FWFM	Full Width at one-Fifth Maximum (Largeur totale à un cinquième du maximum)
GEM	Gas Electron Multiplier (Multiplicateur d'électrons à gaz)
GIF	Gamma Irradiation Facility (Équipement d'irradiation par rayonnement gamma)
GLD	Global Large Detector (L'un des premiers concepts de détecteur pour l'ILC)
GRPC	Glass Resistive Plate chamber (Chambre à plaques résistives de verre)
HARDROC	HA dronic R pc D etector R ead O ut C hip (Puce de lecture pour chambre à plaques résistives)
HCAL	Hadronic CALorimeter (Calorimètre hadronique)
HDMI	High-Definition Multimedia Interface (Câble de télévision numérique utilisé pour le transfert de données)
HERA	Hadron Electron Ring Accelerator (Boucle d'accélération hadron-électron)
IHEP	Institute of High Energy Physics
IPNL	Institut de Physique Nucléaire de Lyon
ILC	International Linear Collider (Collisionneur linéaire international)
ILD	International Large Detector (Détecteur dans lequel sera intégré notre calorimètre digital auprès de l'ILC)
in2p3	institut national de physique nucléaire et de physique des particules
JINST	Journal of INSTRumentation
LAL	Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
LAPP	Laboratoire d'Anecy-le-vieux de Physique des Particules
LCIO	Linear Collider I/O (Format de données développé par la collaboration)
LDA	Local Data Aggregator (Agrégateur de données local)
LDC	Large Detector Concept (L'un des premiers concepts de détecteur pour l'ILC)
LEP	Large Electron Positron collider (Grand collisionneur électron-positron)
LHC	Large Hadron Collider (Grand collisionneur de hadrons)
LSB	Less Significant Byte (Octet le plus à droite)
LVDS	Low-voltage differential signaling (Ligne de transmission symétrique numérique)
MAPS	Monolithic Active Pixel Sensor (Capteur à pixel de silicium monolithique)
MIP	Minimum Ionising Particle (Particule de minimum d'ionisation)
MSB	Most Significant Byte (Octet le plus à gauche)
MRPC	Multigap Resistive Plate Chamber (Chambre à plaques résistives composée de plusieurs étages)
MPGD	Micro-Pattern Gas Detectors (Détecteurs gazeux micro structurés)
MPPC	Multi-pixel Photon Counter (Photo détecteur composé de pixels sensibles utilisés en mode Geiger)
OPERA	Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus (Projet d'oscillation avec un système de suivi par émulsions)
OPERAROC	OPERA Read Out Chip (Circuit de lecture de l'expérience OPERA)

OTA	Operational Transconductance Amplifier (Amplificateur qui convertit une différence de tension en courant)
PCB	Printed Circuit Board (Circuit imprimé)
PEEK	Polyether ether ketone (Polymère semi-cristallin)
POD	Power On Digital (Module interne de la puce HARDROC)
PRG	Potentiel de réchauffement global (Pour le dioxyde carbone $PRG = 1$)
PS	Proton Synchrotron (Accélérateur synchrotron à protons du CERN)
PFA	Particle Flow Algorithms (Algorithmes de suivi de particules)
RPC	Resistive Plate chamber (Chambre à plaques résistives)
RS	Bascule Reset/Set
RU	Readout Unit (Unité de lecture des paquets de données)
SDHCAL	Semi-Digital Hadronic CALorimeter (Calorimètre hadronique semi-digital)
SHV	Safe High Voltage (Connecteur haute tension sécurisé)
SET	Silicon External Tracker (Trajectographe au silicium externe à la TPC de l'ILD)
SiD	Silicon Detector (L'un des deux détecteur de l'ILC (voir ILD))
SiPM	Silicon Photo Multiplier (Photo-multiplicateur à diodes de silicium)
SIT	Silicon Inner Tracker (Trajectographe au silicium interne à la TPC de l'ILD)
SiW-ECAL	Silicon (W)Tungstene Electromagnetic CALorimeter (Calorimètre électromagnétique silicium-tungstène)
SOAP	Simple Object Access Protocol (Langage de communication informatique de haut niveau)
SPACAL	SPAggetti CALorimeter (Calorimètre à fibres optiques de l'expérience H1 sur l'accélérateur HERA de Hamburg)
SPS	Super Proton Synchrotron (Super accélérateur synchrotron à protons du CERN)
SUSY	SUPERSYmmetry (Théorie supersymétrique)
TCMT	Tail Catcher Muon Trigger (Enregistre les queues hadroniques, et déclenche sur les muons)
TESLA	Tera-ElectronvoltSuperconducting Linear Accelerator
TOF	Time Of Flight (Détecteur de temps de vol)
TPC	Time Projection Chamber (Chambre à projection temporelle)
USB	Universal Serial Bus (Bus série universel)
UV	Ultra Violet
VTX	VerTeX (Détecteur de vertex, au coeur de l'ILD)
XDAQ	Cross platform Data AcQuisition software (Programme d'acquisition réparti sur plusieurs plate-formes.)
XML	Extensible Markup Language (Langage extensible de balisage)
WIMP	Weakly Interacting Massive Particles (Particules massives interagissant faiblement)

NOM : KIEFFER		DATE de SOUTENANCE	
Prénoms : Robert		26 octobre 2011	
TITRE : Caractérisation d'un calorimètre hadronique semi-digital pour le futur collisionneur ILC			
<div style="text-align: right;">Numéro d'ordre : 187-2011</div>			
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE
Spécialité : Physique Subatomique			
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Cote B.I.U. – Lyon : T 50/210/19 / et bis			CLASSE :
<p>RESUME : Le futur collisionneur électron-positon ILC est un projet d'envergure internationale. Il doit poursuivre le programme scientifique actuellement en cours auprès du Large Hadron Collider (LHC) lorsque celui-ci aura atteint les limites de sa sensibilité. Cet ambitieux projet d'accélérateur nécessitera également la mise en place de nouveaux concepts du point de vue de la détection. Afin d'optimiser la reconstruction des événements, une approche basée sur le suivi de particule (Particle Flow) a ainsi été adoptée.</p> <p>Jusqu'à aujourd'hui, les calorimètres hadroniques ont souvent représenté le point faible des expériences de physique des hautes énergies auprès de collisionneurs. En effet, leur faible granularité dégrade fortement la résolution en énergie des jets reconstruits. Dans le cas de l'ILC, il est envisagé d'utiliser des calorimètres de forte granularité de manière à distinguer clairement chaque dépôt d'énergie. Il est ainsi possible d'améliorer la résolution en énergie globale de l'expérience en utilisant le détecteur le plus approprié pour caractériser chaque particule fille issue de la collision. Les membres de la collaboration CALICE sont en charge du développement de ces calorimètres ultra granulaires. Dans ce cadre, plusieurs projets de calorimètres sont à l'étude afin de s'assurer que la technologie finalement choisie soit optimale.</p> <p>Durant ces trois dernières années, j'ai participé au développement de l'un de ces détecteurs : le calorimètre hadronique semi digital SDHCAL. Cet instrument utilise des chambres à plaques résistives de verre (RPC) en tant qu'élément sensible. Ce calorimètre à échantillonnage comporte 48 plans de détection successifs séparés par de l'acier. Il est segmenté latéralement en cellules de un centimètre carré, pour un total de 50 millions de canaux. La dissipation thermique de l'électronique de lecture embarquée est un facteur clef du projet. Afin d'atteindre une forte granularité tout en évitant d'utiliser un système de refroidissement actif, nous utilisons une électronique de lecture à seuils (semi-digitale) optimisée pour une faible consommation électrique. De plus un mécanisme d'alimentation pulsée a été implémenté dans les puces de lecture. Il utilise la structure en trains des faisceaux du collisionneur pour réduire d'un facteur 100 l'énergie consommée. Ce mécanisme a été mis en œuvre récemment par notre équipe, prouvant la validité de ce scénario. Après deux années passés à développer nos chambres de détection RPCs, la mise au point de l'électronique de lecture ayant eut lieu en parallèle, nous avons été capables de produire nos premiers détecteurs de un mètre carré. J'ai ensuite été fortement impliqué dans la construction d'un prototype physique afin de prouver la validité de notre concept de calorimètre. Ce détecteur de un mètre cube contient plus de 400 000 canaux, et pèse presque 10 Tonnes. Durant les derniers mois de ma thèse j'ai contribué activement à la mise en fonctionnement de ce prototype auprès des lignes de faisceaux du CERN. Les premières gerbes hadroniques enregistrées durant cette période ont prouvé par leur qualité que le système fonctionne parfaitement sur le plan technologique.</p> <p>La prochaine étape sera l'exploitation des données enregistrées récemment pour obtenir la résolution en énergie intrinsèque du SDHCAL. Dans quelques années, ce projet ainsi que les projets concurrents seront évalués par une commission en charge de sélectionner la meilleure option pour chaque sous détecteurs de l'ILC.</p>			
MOTS-CLES : Calorimétrie ; chambres résistives à plaques de verre ; électronique semi-digitale ; alimentation pulsée			
Directeurs de recherches : Imad Laktineh et Gérard Grenier			
Composition du jury : J.-C. Brient – P. Colas – D. Contardo – F. Sefkow			184 pages